

## Eine Anwendung des FARADAY-Effekts zur Herstellung eines Kurzzeitverschlusses für Reihenbildvorderlichtaufnahmen und für die Röhrenblitzphotographie.

Von DIETRICH ELLE, Göttingen.

(Aus dem Institut für den Wissenschaftlichen Film, Göttingen.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 25. Juli 1953.)

### Einleitung.

Es gibt schnell verlaufende Vorgänge, deren kinematographische Untersuchung im Bildfrequenzbereich von 10000 bis 100000 pro Sekunde wünschenswert ist. Für diesen Bereich sind besondere Aufnahmeapparaturen hauptsächlich in Amerika entwickelt worden. Der Aufbau solcher Zeitlupen erfordert wegen der Schwierigkeit der Bildtrennung und des optischen Ausgleichs einen erheblichen konstruktiven und finanziellen Aufwand. Die hiermit gewonnenen Bilder können nur verhältnismäßig klein sein, was im Hinblick auf die Auswertung oft nachteilig ist. In einigen Fällen werden aus einer Reihe von etwa 100 so aufgenommenen Bildern nur wenige Einzelbilder für die Auswertung genügen. Die in oben genannten Bildfrequenzbereich aufzunehmenden Vorgänge haben Geschwindigkeiten von etwa 1 bis zu einigen hundert m/sec. Die Abmessungen der mit diesen Geschwindigkeiten bewegten Teile sind meist verhältnismäßig klein. Man wird mit der Kamera an den Aufnahmegegenstand möglichst nahe herangehen wollen. Das Aufnahmefeld wird dadurch entsprechend verringert. Das Zeitintervall, in dem der mit hoher Geschwindigkeit bewegte Gegenstand dieses Aufnahmefeld durchwandert hat, wird oft nur so eng sein, daß während dieser Zeit eine beschränkte Anzahl von Bildern unterzubringen ist. In solchen Fällen muß es genügen, den Vorgang durch Reihenbildaufnahmen, die in sehr kurzen Zeitintervallen aufeinander folgen, zu untersuchen. Voraussetzung ist eine genaue zeitliche Kopplung des Vorganges mit der Aufnahmeapparatur, eine kurzzeitige, sehr intensive Beleuchtung und ein Kurzzeitverschluß, der eine Öffnungszeit zuläßt, die kleiner als  $10^{-5}$  sec ist. Als Kurzzeitverschluß wird in den meisten Fällen die KERR-Zelle benutzt. Hiermit lassen sich Öffnungszeiten von  $10^{-8}$  sec erreichen. Um eine Fläche von einigen  $\text{cm}^2$  öffnen zu können, müssen aber erhebliche Spannungen an die KERR-Zelle angelegt werden. Die Anforderungen an den Reinheitsgrad des Nitrobenzols und an die gute Isolierung der Anschlüsse müssen deshalb sehr hoch sein. Ein weiterer Nachteil liegt darin, daß Nitrobenzol Licht im Spektralbereich unter 4400 Å merklich absorbiert. Schließlich sind zusätzliche Schaltelemente notwendig, um die Beleuchtung und den Spannungsstoß zum Öffnen der KERR-Zelle zu synchronisieren. Da der zeitliche Verlauf von Strom und Lichtausstrahlung bei einer Funkenentladung annähernd gleichzeitig erfolgt, liegt es nahe, zum Öffnen eines Verschlusses einen Effekt zu benutzen, der durch den Entladungsstrom bewirkt wird. Ein solcher Effekt ist der magneto-optische FARADAY-Effekt.

### Der FARADAY-Effekt.

Der FARADAY-Effekt besteht darin, daß die Schwingungsebene des Lichtes gedreht wird, wenn es einen Körper im Magnetfeld parallel zur Richtung dieses Feldes durchsetzt. Die Größe der Drehung  $\alpha$  ist gegeben durch die Beziehung

$$\alpha = \omega \cdot H_m \cdot l. \quad (1)$$

$H_m$  ist die magnetische Feldstärke und  $l$  die Länge der durchstrahlten Schicht des Körpers.  $\omega$  heißt die VERDETSCHESKE Konstante und bezeichnet die für die durchstrahlte Substanz charakteristische Drehung in Min/Gauß · cm. So beträgt die VERDETSCHESKE Konstante bei der Wellenlänge der Na-D-Linien und bei Zimmertemperatur z. B. für Wasser 0,013, für Schwefelkohlenstoff 0,042 [1] und für Schott-Glas SF 4 0,061 Min/Gauß · cm.

Um eine Drehung von  $\alpha = 90^\circ$  zu erreichen, ist eine erhebliche magnetische Feldstärke erforderlich. Eine solche läßt sich durch eine stromstarke Kondensatorentladung herstellen, wie sie notwendig ist, um gleichzeitig einen Beleuchtungsfunken zu erzeugen. Der FARADAY-Effekt ist in dieser Weise bereits im Jahre 1926 von ANDERSON und SMITH [2] zur Herstellung eines Kurzzeitverschlusses für einen speziellen Zweck angewandt worden. Eine kurze Mitteilung über die anfängliche Entwicklung der vorliegenden Arbeit wurde auf der Physikertagung in Braunschweig im April 1951 gegeben [3]. Etwa zur gleichen Zeit erschien eine Abhandlung über einen derartigen Kurzzeitverschluß hauptsächlich zur Aufnahme selbstleuchtender Vorgänge von EDGERTON und WYCKOFF [4].

Die Frage, ob die Ausbildung des FARADAY-Effekts gegenüber dem durch die Spule fließenden Magnetisierungsstrom verzögert erfolgt, ist von HANLE untersucht worden [5]. Die Verzögerung ist danach kleiner als  $0,5 \cdot 10^{-9}$  sec, also in vorliegendem Falle belanglos.

Zur Abschätzung der Daten für einen solchen magneto-optischen Verschluß diene folgende Überschlagsberechnung: Die FARADAY-Zelle (Abb. 1) bestehe z. B. aus einem zylindrischen Flintglaskörper  $G$  zwischen zwei gekreuzten Polarisationsfiltern  $P_1$  und  $P_2$ , der von einer Magnetisierungs-spule  $Sp$  umgeben ist.

Dann gilt für den hindurchgehenden Lichtstrom

$$E = E_0 \cdot \sin^2 \alpha. \quad (2)$$

Die in einer vom Strom  $J$  durchflossenen kürzeren zylindrischen Spule entstehende mittlere magnetische



Feldstärke ist

$$H_m = k \cdot 0,4 \cdot \pi \cdot n \cdot J \quad (3)$$

$n$  bedeutet die Windungszahl pro cm;

$$k = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2} - 1}{\frac{l}{r}},$$

( $l$  = Spulenlänge,  $r$  = Spulenradius)

berücksichtigt die Inhomogenität des Magnetfeldes der Spule<sup>1</sup>.

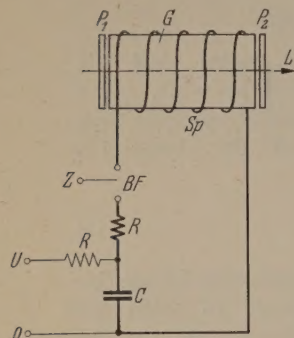


Abb. 1. Magneto-optischer Verschluss mit Entladungskreis (grundsätzliche Schaltung).

$G$  = Flintglaskörper,  
 $P_1, P_2$  = Polarisationsfilter,  
 $Sp$  = Magnetisierungsspule,  
 $L$  = Lichtstrahlung,  
 $C$  = Kondensator,  
 $U$  = Hochspannung,  
 $BF$  = Beleuchtungsfunkte,  
 $Z$  = Zündung,  
 $R$  = Widerstände.

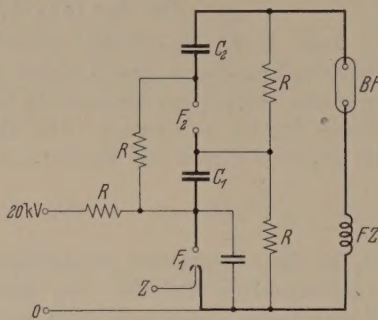


Abb. 2. Stoßkreis zur Erzeugung des Beleuchtungsfunkens und zur gleichzeitigen Betätigung des magneto-optischen Verschlusses.

$BF$  = Beleuchtungsfunkte,  
 $FZ$  = FARADAY-Zelle,  
 $C_1, C_2$  = Kondensatoren,  
 $R$  = Widerstände,  
 $F_1, F_2$  = Funkenstrecken,  
 $Z$  = Zündung.

Entlädt sich der auf die Spannung  $U$  geladene Kondensator der Kapazität  $C$  (Abb. 1) während der halben Eigenschwingungsdauer des Kreises  $\frac{\tau}{2} = \pi \sqrt{L \cdot C}$  dann ist der mittlere Strom

$$J_m = \frac{U}{\pi} \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Da nach unmittelbaren Messungen die wirksame Öffnungszeit der FARADAY-Zelle kleiner als  $\frac{\tau}{2}$  ist, soll der Strom während dieser Zeit

$$J = \frac{2U}{\pi} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (4)$$

angenommen werden. Die Selbstinduktion einer kurzen zylindrischen Spule ist

$$L = k \cdot \pi^2 \cdot n^2 \cdot 4r^2 \cdot l \cdot 10^{-9} \text{ Hy}, \quad (5)$$

Aus den Gl. (1), (3), (4) und (5) ergibt sich

$$\alpha = \omega \frac{\sqrt{lk}}{r} U \cdot \sqrt{C} \frac{0,4 \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4}{\pi}. \quad (6)$$

<sup>1</sup> Nach KOHLRAUSCH, „Praktische Physik“, 16. Auflage 1930, S. 588, wird für die Feldstärke in einem Punkt der Achse einer kürzeren Spule der Länge  $l$ , der um  $a$  von der einen Endfläche entfernt ist, angegeben ( $J$  in Amp.):

$$H_a = 0,2 \cdot \pi \cdot n \cdot J \left( \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} + \frac{l-a}{\sqrt{r^2 + (l-a)^2}} \right).$$

Der Mittelwert der Feldstärke dieser Spule längs  $l$  ist dann

$$H_m = 0,2 \pi \cdot n \cdot J \int_0^l \left( \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} + \frac{l-a}{\sqrt{r^2 + (l-a)^2}} \right) \frac{da}{l}.$$

Der Ausdruck hinter dem Integral ergibt den Wert von  $2 \cdot k$ .

Hier ist stillschweigend vorausgesetzt worden, daß die Induktivität des Entladungskreises und die des Kondensators gegenüber derjenigen der Magnetisierungsspule der FARADAY-Zelle vernachlässigt werden kann. Nur unter dieser Voraussetzung ist hier der FARADAY-Effekt unabhängig von der Windungszahl pro cm der Magnetisierungsspule. In der Schreibweise

$$\sqrt{C} \cdot U = \frac{\alpha}{\omega} \cdot \frac{1}{0,4 \cdot 10^4} \cdot \frac{r}{\sqrt{lk}} \quad (6a)$$

ergibt sich die Beziehung zwischen den notwendigen elektrischen Daten und den Abmessungen der Spule der FARADAY-Zelle, wenn obengenannte Voraussetzungen gegeben sind.

Für die VERDETSche Konstante  $\omega$  wird man praktisch den für die Na-D-Linien geltenden Wert einsetzen und  $\alpha = 60^\circ$  wählen, so daß nach (2)  $E/E = 75\%$  ist.

Die VERDETSche Konstante nimmt mit abnehmen der Wellenlänge zu und erreicht z.B. für Schwefelkohlenstoff,  $\alpha$ -Monobromnaphthalin und Benzol bis zur kurzwelligen Grenze des sichtbaren Spektralbereichs etwa den doppelten Wert [1]. Man würde also für Licht einer Wellenlänge, die kleiner als  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  ist, in den günstigeren Öffnungsbereich  $\alpha > 60^\circ$  hineinkommen.

Die Dämpfung im Entladungskreis ist vollkommen vernachlässigt, wenn man von der Energiegleichung

$L/2 \cdot J^2 = C/2 \cdot U^2$  ausgeht, d. h.  $J(\text{max}) = U \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$  statt des Wertes aus Gleichung (4) einsetzt, dann wird

$$C U^2 = \frac{\alpha^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{0,4 \cdot 10^8} \cdot \frac{r^2}{lk}.$$

Nach (6a) ist

$$C U^2 = \frac{\alpha^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{0,16 \cdot 10^8} \cdot \frac{r^2}{lk}.$$

Die im letzten Fall zur Betätigung des Verschlusses vorgesehene Energie ist also das 2,5fache. Der Versuch hat gezeigt, daß die Näherungsformel (6a) für die praktische Berechnung der Spulendaten der FARADAY-Zelle brauchbar ist.

Es muß besonders darauf hingewiesen werden, daß für die nach mehrmaliger Reflexion durch die FARADAY-Zelle gehenden Strahlenteile  $\alpha = \omega \cdot H_m (2m+1) \cdot l (m=1,2,\dots)$  ist (s. FARADAYscher Kunstgriff [6]). Das Reflexionsvermögen an den Grenzflächen gegen Luft kann merklich sein, da Substanzen hoher VERDETScher Konstante meist auch hohen Brechungsindex haben. Da die durch die FARADAY-Zelle gehenden Lichtstrahlen nicht senkrecht auf die Grenzflächen auftreffen, wird bei der Reflexion eine geringe Drehung der Schwingungsebene des Lichtes auftreten. Die FARADAY-Zelle wird deshalb auch bei gekreuzten Polarisationsfiltern, abgesehen von etwaigen Aufhellungen durch Spannungen im Glaskörper, noch eine gewisse geringe Durchlässigkeit zeigen. Diese Fehler erweisen sich als nicht störend, solange nicht stark selbstleuchtende Vorgänge aufgenommen werden oder während der Aufnahme eine länger wirkende zusätzliche intensive Lichtquelle benutzt wird.

#### Anordnung der Apparatur.

Um eine kurze Öffnungszeit der FARADAY-Zelle zu erreichen, ist es erforderlich, eine geringere Kapazität des Entladungskreises und eine der gleichen Entladungsenergie entsprechende höhere Spannung zu be-



nutzen. Als Entladungskreis wurde deshalb eine Abwandlung der MARXSchen Stoßschaltung [7] gewählt (Abb. 2):

An den Elektroden der Beleuchtungsfunkenstrecke  $BF$  tritt während der Aufladung der Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  nur der Spannungsabfall längs der Widerstände  $R$  auf. Im Augenblick der Zündung bei  $Z$  werden die auf 20 kV aufgeladenen Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  hintereinander geschaltet und damit stoßartig etwa die doppelte Spannung an die Beleuchtungsfunkenstrecke  $BF$  und an die FARADAY-Zelle  $FZ$  gelegt. Während der darauf folgenden Entladung geschehen Beleuchtung und Verschußöffnung zwangsläufig synchron. Die mit einer Drehspiegelanordnung (s. hinten) gemessene Öffnungszeit des magneto-optischen Verschlusses ist hier  $2 \cdot 10^{-6}$  sec. Dabei konnte eine Fläche von  $10 \text{ cm}^2$  geöffnet werden.

Weiter hat sich gezeigt, daß in dieser Schaltung bei den Entladungen störende Schwingungen kaum auftreten. Offenbar genügt die Dämpfung der Funkschleifen des Entladungskreises. Diese können z. T. Gleitfunktstrecken sein, die günstige Dämpfungseigenschaften haben [8]. Die Stromamplitude der zweiten Halbperiode einer Schwingung muß so gering sein, daß die FARADAY-Zelle praktisch nicht mehr öffnet.

Als Beleuchtungsfunke  $BF$  kann in der Anordnung der Abb. 2 statt des Gleitfunktens ein bei der Entladung explodierender dünner Draht von etwa 0,1 mm Dicke benutzt werden. Dieser Vorgang der explosionsartig verdampfenden Drähte wurde von ANDERSON [9] und später von anderen Autoren [2, 10, 11, 12] untersucht und beschrieben. Die Leuchtdauer einer solchen Entladung ist allerdings etwas länger als die eines Gleitfunktens. Das Nachleuchten kann aber durch den FARADAY-Verschuß abgeschnitten werden. Es hat sich gezeigt, daß diese Beleuchtung günstiger als ein Gleitfunke ist. Isolierschwierigkeiten an der Entladungsstrecke treten nicht auf, da die Hochspannung nur kurz vor der Entladung an die Elektroden kommt und der Entladungsweg durch den explodierenden Draht festgelegt ist. An Stelle eines dünnen Drahtes, der durch die Entladung verdampft wird, kann auch eine dünne Metallschicht treten, die auf einen Isolator aufgebracht worden ist. So läßt sich z. B. eine Leitsilberschicht auf einem Perlon-Faden (Angelschnur von 0,15 mm Durchmesser) unter heller Leuchterscheinung zum Verdampfen bringen.

In der Stoßschaltung der Abb. 2 wurden fünf Entladungskreise aufgebaut. Die Auslösung der Entladungen geschieht durch Spannungsimpulse, die an die Zündelektroden  $Z$  in bestimmten Zeitabständen gegeben werden. Die 5 Beleuchtungsfunktstrecken sind um die Brennpunktlinie eines parabolischen Zylinders, der als Reflektor dient, nebeneinander angeordnet. Der Reflektor ist auf den Aufnahmegegenstand gerichtet und sorgt für eine gute Ausnutzung des Funkenlichtes. Die Kamera enthält 5 nebeneinander liegende Objektive (Xenare 1:4,5,  $f=18 \text{ cm}$ ), die mit je einem magneto-optischen Verschuß versehen sind. Hiermit können auf einem Filmstreifen nebeneinander 5 verhältnismäßig große Bilder eines Vorganges in etwa 1 m Abstand zeitlich nacheinander aufgenommen werden. Das für solche Aufnahmen notwendige photographische Material mußte allerdings sehr empfindlich sein (etwa  $23/10^\circ \text{ DIN}$ ).

Um das vorhandene Licht besser ausnutzen zu können und die Möglichkeit zu haben, feinkörnigeres photographisches Material anzuwenden, wurden als Kameraobjektive in der letzten Anordnung Zeiss-Sonnare 1:2,  $f=5 \text{ cm}$ , benutzt. Diese Objektive sind mit je einem Kurzzeitverschuß, einer Einstellvorrichtung, einer Kassette und einer Beleuchtungsvorrichtung versehen und so nebeneinander auf einer um die waagerechte Achse drehbaren Schiene befestigt. Diese Befestigung ist so eingerichtet, daß jede einzelne dieser Kameras um eine senkrechte Achse drehbar und damit auf den Aufnahmegegenstand einstellbar ist. Die Beleuchtungsvorrichtung kann hier wesentlich vereinfacht werden, indem der mit der Leitsilberschicht versehene Perlonfaden, an dem die Leuchterscheinung vor sich geht, die Verschußöffnung jeder Kamera unmittelbar im Halbkreis umgibt. Damit wird erreicht, daß die intensive Beleuchtung unmittelbar von der Kamera her erfolgt. Die Anordnung des einzelnen Kreises ist aus Abb. 3 ersichtlich.

Durch den Wegfall des Reflektors kann außerdem der Gesamtentladungsweg merklich verkürzt werden. Diese Anordnung reicht aus, um einen Gegenstand von mittlerem Reflexionsvermögen im Abstand von 20 bis 30 cm auf einem Kleinbildfilm von  $17/10^\circ \text{ DIN}$  Empfindlichkeit aufzunehmen. Die Belichtungszeit ist wieder  $2 \cdot 10^{-6}$  sec. Die Entladungsenergie beträgt  $150 \text{ Wsec}^1$ .

#### Steuerung der Entladungen.

Bei der Entladung eines Kreises der Abb. 2 wird ein Spannungsimpuls erzeugt. Dieser Impuls kann über einen Verzögerungswiderstand auf den nächsten Kreis zu dessen Auslösung übertragen werden. Die Anordnung ist dieselbe, wie sie von FÜNFER [8], für die Steuerung der Gleitfunktzeitlupe angegeben worden ist. Die so mit verschiedenen Verzögerungswiderständen erreichbaren Zeitintervalle liegen zwischen 3 und  $5 \cdot 10^{-6}$  sec. Größere Zeitabstände lassen sich elektrisch nur mit einigem Aufwand von Schaltmitteln steuern. Elektronische Steuergeräte sind meist sehr störanfällig. Für solche Zeitverzögerungen muß deshalb möglichst ein mechanischer Vorgang eingeschaltet werden, der sich leicht mit dem aufzunehmenden Vorgang koppeln läßt und im übrigen durch die stromstarken Entladungen der Kreise nicht gestört werden kann. Als zeitliche Verzögerung wurde die Laufzeit einer Druckwelle in Rohren ausgenutzt. Eine Funkenentladung in einer geschlossenen Kapsel erzeugt eine Druckwelle, die durch mehrere verschieden

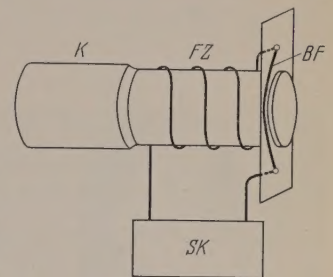
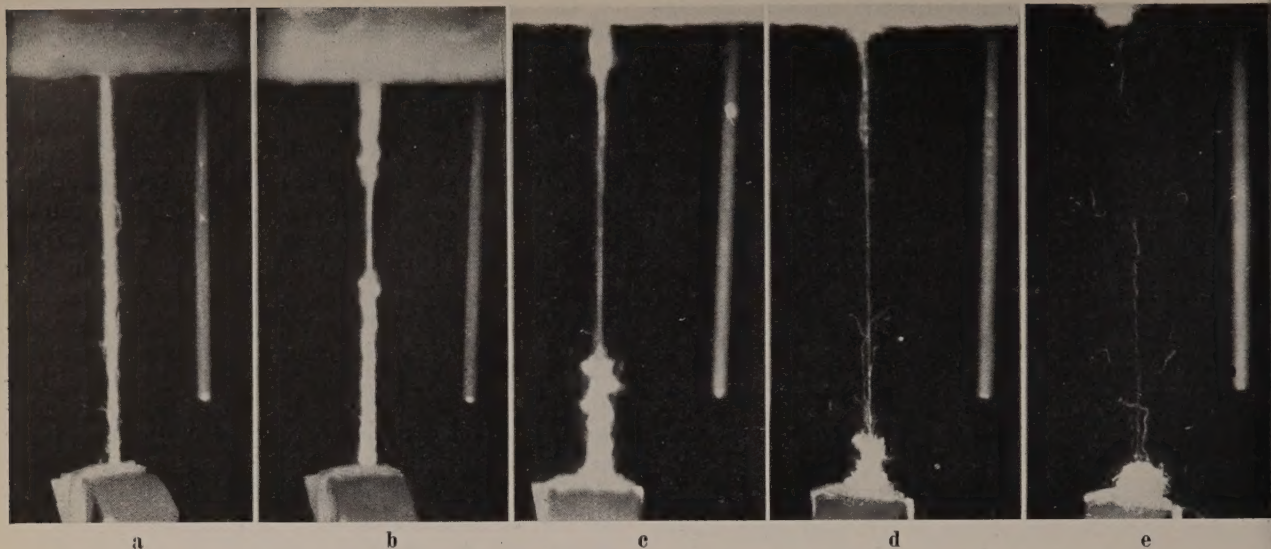
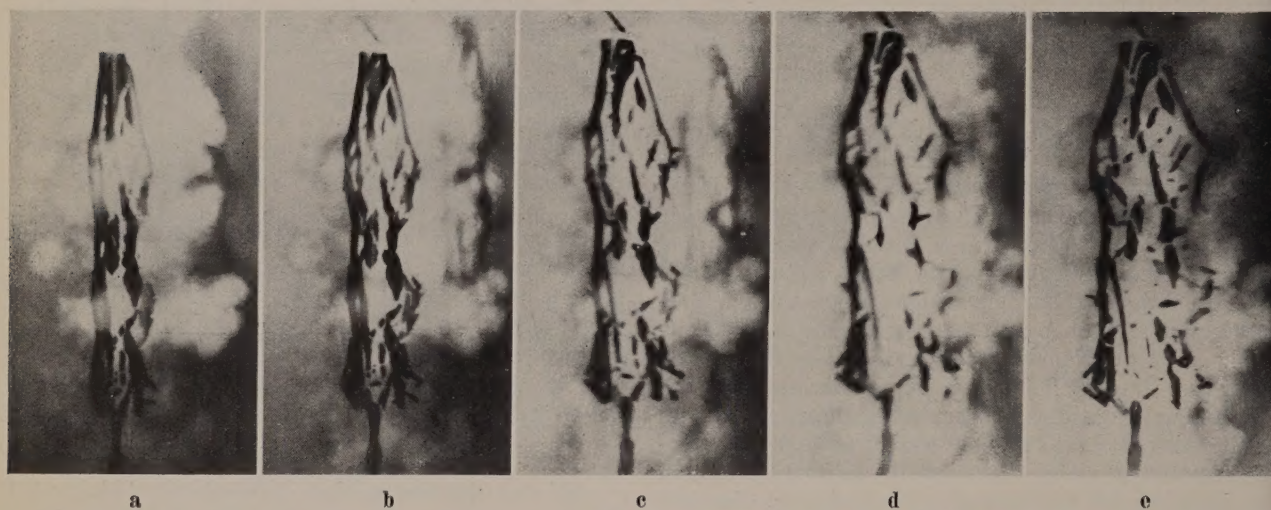
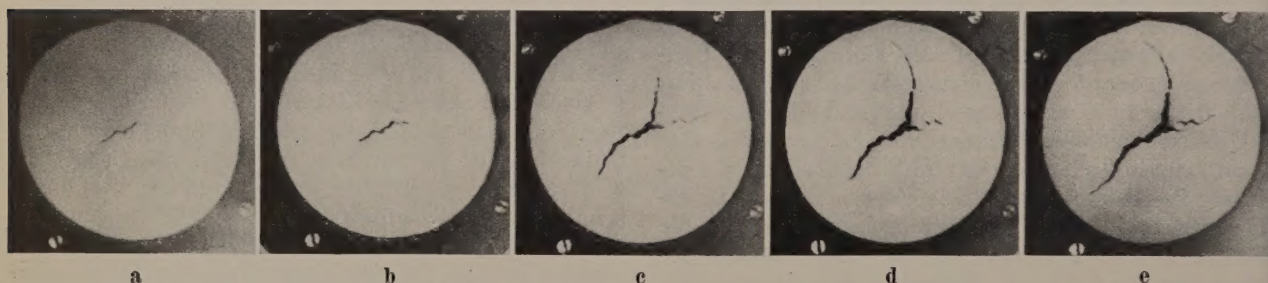
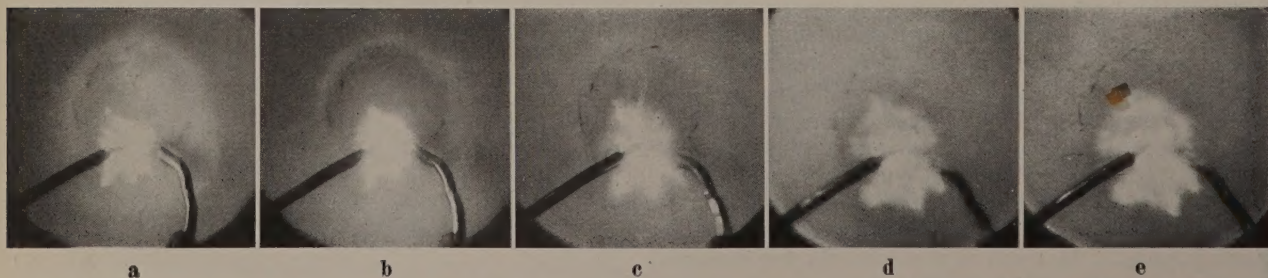


Abb. 3. Anordnung von Beleuchtungsfunktstrecke und Kurzzeitverschuß.  
 $BF$  = Beleuchtungsfunktstrecke (versilberter Perlonfaden),  $FZ$  = FARADAY-Zelle,  $K$  = Kamera,  $SK$  = Stoßkreis (s. Abb. 2).

<sup>1</sup> Bei den hier vorliegenden intensiven kurzen Belichtungen ist die Methode der Latensifikation mit Erfolg anwendbar, wenn photographisches Material mäßiger Empfindlichkeit (z. B.  $17/10^\circ \text{ DIN}$ ) benutzt wird. Die Dosierung der Nachbelichtung muß so bemessen sein, daß während einer Nachbelichtungszeit von etwa  $\frac{1}{2}$  Std. auf der benutzten photographischen Emulsion eine Schleierschwärzung von etwa 0,1 entsteht.



Abb. 4. Zerreißen eines Wollfadens. Zeitlicher Bildabstand  $2 \cdot 10^{-4}$  sec.Abb. 5. Bersten eines Kunststoffrohres. Zeitlicher Bildabstand  $2,5 \cdot 10^{-5}$  sec.Abb. 6. Aufreißen eines Papierblattes. Zeitlicher Bildabstand  $2 \cdot 10^{-5}$  sec.Abb. 7. Ausbreitung von leuchtenden Metalldämpfen, die durch eine Entladung explosionsartig erzeugt wurden. Zeitlicher Bildabstand  $8 \cdot 10^{-6}$  sec.



lange Kanäle nach außen läuft. Die am Ende eines solchen Kanals ankommende Druckwelle bewirkt einen Kontakt, der seinerseits jeweils die Entladung eines Beleuchtungskreises bei Z (Abb. 2) auslöst. Die gewünschten Verzögerungszeiten können durch geeignete Wahl der Kanallängen eingestellt werden. Als Geschwindigkeit der Druckwelle in den Rohren wurde 480 m/sec gemessen. Es lassen sich so Zeitabstände von  $10^{-5}$  bis  $3 \cdot 10^{-4}$  sec einstellen. Der Funke in der Druckkapsel kann durch den aufzunehmenden Vorgang mittels Kontakt, Unterbrechung, photoelektrisch oder mittels Schalleinwirkung auf einen piezoelektrischen Kristall über ein Thyatron ausgelöst werden.

#### *Zeitregistrierung bei der Aufnahme.*

Die Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufs und der zeitlichen Abstände der Beleuchtungsfunken geschah mit einer Drehspiegelanordnung.

Die einzelnen Beleuchtungsfunken erzeugen am Rande einer gut polierten glänzenden Kugel je einen Reflex. Diese Kugel wird durch ein Objektiv über den Drehspiegel auf den Film abgebildet. Die an der Kugel auftretenden Reflexe erzeugen somit Schwärzungsmarken auf dem Film, die ein Abbild des zeitlichen Verlaufs der Funken darstellen. Auf diese Weise ist es möglich, die zeitlichen Abstände mehrerer Lichtquellen, die räumlich etwas auseinander liegen, auf einen Film zu registrieren. Wegen der verschiedenen Lage der Funken sind die entsprechenden Schwärzungsmarken etwas gegeneinander verschoben. Dieser Fehler kann durch eine Aufnahme bei stillstehendem Drehspiegel ohne Schwierigkeiten festgestellt werden und ist im allgemeinen nur bei der Messung sehr kurzer Zeitabstände zu berücksichtigen. Der Drehspiegel besteht aus einem 8flächigen Stahlkörper mit versilberten Mantelflächen. Der Filmstreifen gestattet die Aufnahme über ein Viertel des Umfangs um den Drehspiegel. So kann unabhängig von der augenblicklichen Stellung des Drehspiegels jederzeit eine Aufnahme erfolgen. Eine Synchronisierung von Drehspiegel und Auslösung der zu messenden Lichtquelle ist überflüssig. Die zeitliche Auflösung der hier benutzten Drehspiegelanordnung ist theoretisch  $2 \cdot 10^{-8}$  sec. Praktisch hängt diese Auflösung noch von der Schärfe des Reflexes auf der Kugel ab. Eine zeitliche Auflösung von  $10^{-7}$  sec ist hier ohne weiteres erreichbar, was für vorliegende Zwecke genügt. Weiterhin konnten mit dem Drehspiegel der zeitliche Helligkeitsverlauf von Blitzlampen, die zeitlichen Abstände bei Mehrfachfunkenanordnungen, wie z. B. diejenigen bei einer Gleitfunkenzeitlupe [8] und die Öffnungszeiten der hier benutzten FARADAY-Verschlüsse gemessen werden.

#### *Aufnahmebeispiele.*

Die folgenden Abbildungen sind einige Aufnahmebeispiele, die mit den beschriebenen Apparaturen durchgeführt wurden.

Abb. 4 zeigt das Zerreißen eines Wollfadens. Der zeitliche Abstand von Bild zu Bild ist  $2 \cdot 10^{-4}$  sec. Der parallel zum Faden sichtbare Stab hat im Original eine Länge von 5 cm und markiert die ursprüngliche Länge des Wollfadens.

Das Bersten eines Kunststoffrohres ist in der nächsten Abb. 5 wiedergegeben. Ein dünner Eisen-

draht war durch das Rohr geführt und durch eine Entladung zur explosionsartigen Verdampfung gebracht worden. Der entstehende Druck zertrümmerte das Rohr. Die nachleuchtenden Metaldämpfe sind auf den Aufnahmen noch zu sehen. Der zeitliche Bildabstand ist hier  $2,5 \cdot 10^{-5}$  sec.

Das Aufreißen eines Papierblattes unter plötzlicher Druckeinwirkung ist in Abb. 6 dargestellt. Der zeitliche Bildabstand ist hier  $2 \cdot 10^{-5}$  sec. Die Geschwindigkeit, mit der sich der Riß ausbreitet, ist etwa 200 m/sec.

In Abb. 7 wird die Ausbreitung von nachleuchtenden Metaldämpfen sichtbar gemacht. Diese Dämpfe sind wieder durch die Entladung über einen dünnen Metalldraht erzeugt worden. Hier ist der zeitliche Abstand von Bild zu Bild nur  $8 \cdot 10^{-6}$  sec. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Vorganges ist etwa 250 m/sec.

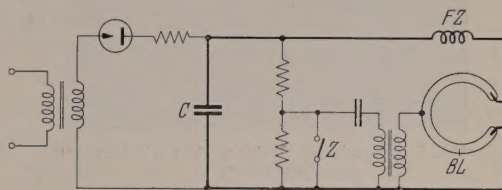


Abb. 8. Anordnung einer FARADAY-Zelle im Hauptentladungskreis eines Röhrenblitzgeräts.

BL = Blitzlampe, FZ = FARADAY-Zelle, C = Kondensator, Z = Zündkontakt.

#### *Der magneto-optische Verschuß in der Röhrenblitzphotographie.*

Die Entladungsenergie der im Handel befindlichen Röhrenblitzgeräte oder „Elektronenblitzgeräte“ ist etwa 125 Wsec, also fast ebenso groß wie die der vorn beschriebenen Entladungskreise. Nach Gl. (6a) muß der FARADAY-Effekt zur Herstellung eines Verschlusses grundsätzlich auch in der Röhrenblitzphotographie anwendbar sein. Die Öffnungszeit der mechanischen Kamerazentralverschlüsse ist meist wesentlich größer als die Blitzdauer des Beleuchtungsgeräts. Schlitzverschlüsse, die ja die Photoschicht nur zeitlich nacheinander freigeben, können hier nicht angewandt werden. In allen Fällen, in denen irgendwie Nebenlicht störend auftreten kann, wird ein Verschuß kürzerer Öffnungszeit wünschenswert sein. Dasselbe gilt selbstverständlich immer auch dann, wenn Bewegungsunschärfen vermieden werden sollen. Diese Forderung läßt sich durch einen FARADAY-Verschuß in der einfachen Anordnung der Abb. 8 erfüllen.

Hier ist in der üblichen Schaltung im Hauptentladungskreis des Kondensators C eine Magnetisierungsspule der FARADAY-Zelle FZ eingeschaltet. Damit ist die Gleichzeitigkeit von Verschußöffnung und Licht wieder zwangsläufig gegeben. Der Auslösekontakt Z kann in üblicher Weise mit einem mechanischen Verschuß oder unmittelbar mit dem Vorgang zeitlich gekoppelt werden.

Die Öffnungszeit des FARADAY-Verschlusses ist wieder abhängig von der Eigenperiode des elektrischen Entladungskreises, also hauptsächlich von der Kapazität des Kondensators C (Abb. 8) und der Selbstinduktion der Magnetisierungsspule der FARADAY-Zelle. Bei einem Blitzgerät mit  $C = 28 \mu\text{F}$  und  $U = 2,5 \text{ kV}$  wurde eine Öffnungsdauer von  $t = 10^{-4}$  sec gemessen. Für  $C = 250 \mu\text{F}$  und  $U = 1 \text{ kV}$  ist  $t = 2 \cdot 10^{-4}$  sec. Dieser Wert wurde mit der Drehspiegelkamera gemessen



und entspricht der Belichtungszeit, die praktisch photographisch durch den Verschuß wirksam ist. Diese Öffnungszeit ist etwa die Hälfte der für das Blitzgerät sonst angegebenen Leuchtdauer.

Abb. 9 zeigt als Beispiel die Aufnahme einer schwingenden Blattfeder.

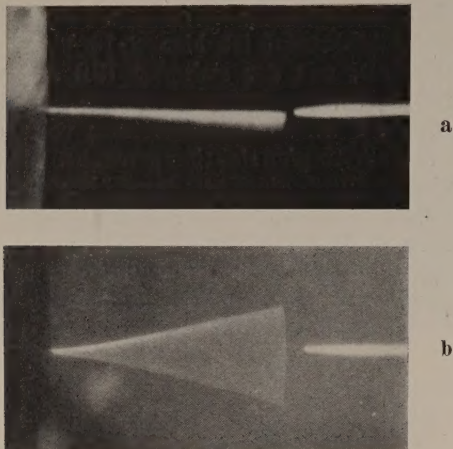


Abb. 9. Röhrenblitzaufnahmen einer schwingenden Blattfeder.

a) mit Kurzzeitverschuß, b) ohne Kurzzeitverschuß. (Die Spitze rechts markiert die Ruhelage der Blattfeder.)

Die Eigenfrequenz dieser Feder war etwa 130 Hz und ihre Amplitude etwa 10 mm. Die Geschwindigkeit beim Durchschwingen durch die Ruhelage ist etwa 8,4 m/sec. Die Aufnahme der Abb. 9a erfolgte mit magneto-optischem Verschuß und die der Abb. 9b ohne diesen Verschuß durch Belichtung mit derselben Blitzlampe im dunklen Raum. Die Bewegungsunschärfe ist im letzten Fall merklich größer.

Das gleiche gilt für die Belichtung, da die Verluste durch die FARADAY-Zelle wegfielen. Die Durchlässigkeit der FARADAY-Zelle ist im günstigsten Fall, also bei voller Öffnung, nur 18%. Diese Verluste bedeuten wie auch bei der KERR-Zelle, einen Nachteil dieses Verschlusses.

#### Zusammenfassung.

Die Anordnung eines Kurzzeitverschlusses einer Öffnungszeit von  $2 \cdot 10^{-6}$  sec mit Hilfe des FARADAY-Effekts wird beschrieben. Diese Anordnung läßt sich mehrfach anwenden, um Reihenbildaufnahmen von schnell verlaufenden Vorgängen in Zeitabständen von  $3 \cdot 10^{-6}$  sec bis  $2 \cdot 10^{-4}$  sec durchzuführen, was an Aufnahmebeispielen gezeigt wird. Der gleiche Effekt kann zur Entwicklung eines Kurzzeitverschlusses mit Öffnungszeiten von  $10^{-4}$  sec bzw.  $2 \cdot 10^{-4}$  sec in Verbindung mit einem Röhrenblitzgerät benutzt werden.

Die Arbeit erfolgte mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der hierdurch vielmals gedankt sei.

Herrn Dr. WOLF, dem Direktor des Instituts für den Wissenschaftlichen Film, danke ich für die Bereitstellung der Institutsmittel.

**Literatur.** [1] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Physikalisch-chemische Tabellen, 5. Aufl. II. 1011 (1923), (O. SCHÖNROCK). — [2] ANDERSON, I. A. u. S. SMITH: Astrophys. Journ. **64**, 30 (1926). — [3] ELLE, D.: Phys. Verhandl. **3**, 58 (1951). — [4] EDGERTON, H. E. u. CH. W. WYCKOFF: Journ. SMPTE **56**, 398 (1951). — [5] HANLE, W.: Z Physik **114**, 418 (1939). — [6] Handbuch der Experimentalphysik **16** (1936), 1. Teil S. 4 (W. SCHÜTZ). — [7] MARX, E.: ETZ **46**, 1298 (1925). — [8] FÜNFERT, E.: Z. angew. Phys. **1**, 296 (1949). — [9] ANDERSON, I. A.: Astrophys. Journ. **51**, 37 (1920). — [10] WRANA, J.: Arch. f. Elektrotechn. **33**, 656 (1939). — [11] EISELT, B.: Phys. Verhandl. **3**, 53 (1951). — [12] SCHARDIN, H. u. F. FÜNFERT: Z. angew. Phys. **4**, 193 (1952).

Dr. DIETRICH ELLE, Göttingen, Reinhäuser Landstr. 72.

## Über kleinste Ultraschallsonden zur Schallfeldausmessung in Flüssigkeiten.

Von GÜNTER BOLZ.

(Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Universität Berlin.)

Mit 3 Textabbildungen.

(Eingegangen am 21. August 1953.)

Bei der Entwicklung von Meßmethoden muß man darauf achten, daß das Meßobjekt nicht durch die Messung gestört wird. Dies führt bei Schallsonden zu der Bedingung, daß sie klein gegen die Wellenlänge sein müssen. Bei Ultraschallfrequenzen von 1 MHz z. B. ist die Wellenlänge im Wasser 1,5 mm, man braucht bei höheren Frequenzen also sehr kleine Sonden.

Die kleinsten bisher bekannten brauchbaren Ultraschallsonden sind temperaturkompensierte Thermosonden von etwa 1 mm Größe. Piezoelektrische Sonden hat man bei höheren Frequenzen nur als  $\lambda/2$ -Schwinger benutzt. Ein  $\lambda/2$ -Quarz hat bei 1 MHz eine Dicke von 2,8 mm; will man also klein gegen die Wellenlänge werden, so muß man weit unterhalb der Eigenresonanz arbeiten. Wie weit dies möglich ist, soll in dieser Arbeit<sup>1</sup> untersucht werden, insbesondere

weil die piezoelektrischen Sonden viele Vorteile gegenüber den Thermosonden haben.

bei einer Frequenz von 1 MHz einen  $\lambda/2$ -Quarz von 3 mm Durchmesser. Die Rückwirkungen der Sonde auf das Schallfeld werden durch Impulsbetrieb umgangen.

Ultraschallsonden mit piezoelektrischen Kristallen unterhalb ihrer Eigenresonanz werden von LANGEVIN [4] und RUDNIK und ROTHENBERG [5] beschrieben. Die Anwendung dieser Sonden liegt im Frequenzbereich unter 100 KHz.

Den ersten Versuch mit einer sehr kleinen Sonde für 500 KHz beschreibt KOPPELMANN [6]. Er benutzt einen Stahldraht von 0,5 mm Durchmesser, der den Schall an einen außerhalb des Schallfeldes befindlichen Quarz überträgt. Der Draht ist mit einem Schlauchüberzug schallisoliert; nur die Drahtspitze ragt als Schallempfänger daraus hervor. Es treten jedoch bei dieser Konstruktion Dehnungs- und Biegungswellen auf, so daß man keine einwandfreien Meßergebnisse erhält. KOPPELMANN geht daher von dieser Konstruktion ab und ersetzt den Stahldraht durch einen Nickeldraht, dessen magnetostriktiver Effekt eine Anzeige des Schallfeldes ermöglicht.

Aperiodische piezoelektrische Ultraschallsonden für Frequenzen über 100 KHz sind bisher nicht bekannt geworden.

<sup>1</sup> Die ersten piezoelektrischen Ultraschallempfänger als  $\lambda/2$ -Schwinger beschreibt HEHLGANS [1]. Neuere Arbeiten sind von KRAUSE [2] und FEIN [3] veröffentlicht. KRAUSE benutzt



## I. Theoretischer Teil.

### 1. Untersuchung über die Eignung der Kristalltypen als piezoelektrische Sonde.

Wird auf einen piezoelektrischen Kristall ein Druck ausgeübt, so entstehen an seinen Oberflächen Ladungen. Es gelten hierfür allgemein folgende Gleichungen:

$$q_i = \sum_{k=1}^6 d_{ik} X_k \quad i = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Es sind:

- $q_i$  = Polarisierung, die an den Flächen eines Volumenelements auftritt,
- $X_k$  = Spannungen, die auf ein Volumenelement wirken,
- $d_{ik}$  = piezoelektrische Moduln.

Für den Fall, daß der Kristall klein genug gegen die Schallwelle ist, übt diese einen allseitig gleichen Druck  $p$  auf den Kristall aus:  $X_1 = X_2 = X_3 = p$ . Scherkräfte kann eine Flüssigkeit nicht übertragen. Infolgedessen ist  $X_4 = X_5 = X_6 = 0$ .

Daher wird aus Gl. (1)

$$q_i = \sum_{k=1}^3 d_{ik} p \quad i = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Man wird für die Entnahme der Ladung diejenigen Flächen benutzen, an denen die größte Ladung auftritt. Die Moduln, die mit den Scherkräften zusammenhängen, treten hier nicht auf. Schneidet man jedoch einen Kristallwürfel so, daß seine Kanten nicht parallel zum Hauptachsensystem liegen, so ergeben diese Moduln auch einen Zusammenhang mit den normalen Kräften. Es muß daher ein Kristall von beliebigem Schnitt untersucht werden.

Wählt man die Flächen für die elektrische Belegung normal zur  $X$ -Achse und transformiert diese auf eine  $X'$ -Achse in beliebiger Richtung, so wird aus (2)

$$q'_x = (d'_{11} + d'_{12} + d'_{13}) p. \quad (3)$$

Die Transformationsformeln der Piezomoduln hat VOIGT [7] angegeben.

Man findet:

$$\left. \begin{aligned} d'_{11} + d'_{12} + d'_{13} &= \alpha_1 (d_{11} + d_{12} + d_{13}) \\ + \alpha_2 (d_{21} + d_{22} + d_{23}) + \alpha_3 (d_{31} + d_{32} + d_{33}) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  stellen die Richtungskosinus der  $X'$ -Achse mit den drei Hauptachsen dar. Die Moduln  $d_{14} - d_{36}$  verschwinden tatsächlich. Sieht man sich die Moduln sämtlicher Kristalltypen an, so findet man, daß mit Ausnahme des Kristalltyps ( $E_x$ ) (monoklines System, Hemiedrie) nur  $d_{31} + d_{32} + d_{33}$  von null verschieden ist. Der günstigste Winkel für  $\alpha_3$  ist dann  $0^\circ$ . Die Flächen mit der elektrischen Belegung müssen senkrecht zur  $Z$ -Achse des Hauptachsensystems liegen.

Brauchbare Kristalle findet man daher nur bei der II. — VI. Hauptgruppe in den Untergruppen der Tetartoedrie ( $A_x^{(n)}$ ) und der hemimorphen Hemiedrie ( $A_x^{(n)} E_x$ ). Das sind aber alle Kristalle, die nur eine einzige polare Symmetrieachse besitzen. Die am meisten benutzten Piezokristalle, Quarz und Seignettesalz, können nicht verwendet werden. Am geeignetsten erscheint Turmalin. Für Turmalin ist

$$d_{31} + d_{32} + d_{33} = 7,3 \cdot 10^{-8} \text{ CGS.}$$

Ferner sind besonders noch Lithiumsulfat und Bariumtitanat zu nennen. Lithiumsulfat ist etwa

6mal, Bariumtitanat [8] etwa 30mal so empfindlich wie Turmalin. Leider stand für Versuche mit diesen Stoffen kein Material zur Verfügung.

### 2. Berechnung der zulässigen Sondengröße.

Zunächst erhebt sich die Frage, wie klein die Sonde gegen die Wellenlänge gemacht werden soll. Abgesehen von der Rückwirkung auf das Schallfeld ist die Richtwirkung einer piezoelektrischen Sonde zu beachten. Diese Richtwirkung ergibt sich analog zur Richtwirkung eines Strahlers. Nach STENZEL [9] ist in großer Entfernung vom Strahler der Richtfaktor  $R$  für eine quadratische Kohlenmembran

$$R = \frac{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin \gamma\right)}{\frac{\pi D}{\lambda} \sin \gamma}. \quad (5)$$

$D$  = Kantenlänge der Membran

$\lambda$  = Wellenlänge im Schallraum

$\gamma$  = Winkel zwischen der Flächennormalen und dem Schallstrahl.

Für  $= 90^\circ$  wird  $R$  ein Minimum, und zwar vermindert sich  $R$  um

$$\begin{aligned} 36\% & \text{ für } D = \lambda/2 & 2,5\% & \text{ für } D = \lambda/8 \\ 10\% & \text{ für } D = \lambda/4 & 0,6\% & \text{ für } D = \lambda/16. \end{aligned}$$

Für  $D \ll \lambda$  wird  $R = 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2$ , die Abweichungen verschwinden mit der 2. Potenz.

In der Praxis kann man meist 2,5% Schwankungen zulassen, daher sei für Sonden ohne Richtungsempfindlichkeit in den weiteren Rechnungen  $D = \lambda/8$  angesetzt.

### 3. Berechnung der Empfindlichkeit der Sonde.

Eine Sonde, deren Dimensionen kleiner als  $1/8$  der Wellenlänge in der Flüssigkeit sind, hat etwa  $1/16$  der Dicke eines  $\lambda/2$ -Schwingers. Dies bedeutet, daß die Sonde in einer Frequenz zu Schwingungen angeregt wird, die 16 mal kleiner ist als die Eigenresonanz. Eine Resonanzüberhöhung ist hier nicht mehr wirksam, die Schwingungsamplitude wird praktisch gleich der statischen Amplitude.

Für einen Kristall mit nur einer polaren Achse lautet die Gleichung zwischen Polarisierung und Spannung bzw. Flüssigkeitsdruck  $p$

$$q_z = (d_{31} + d_{32} + d_{33}) p. \quad (6)$$

Die Gesamtladung auf den Flächen  $F$  senkrecht zur  $Z$ -Achse beträgt

$$Q = \int q_z dF = (d_{31} + d_{32} + d_{33}) \cdot p \cdot F. \quad (7)$$

Hieraus läßt sich der Strom durch Differenzieren nach der Zeit bestimmen. Da  $p = P_0 e^{i\omega t}$ , wird

$$I = \frac{dQ}{dt} = (d_{31} + d_{32} + d_{33}) \omega \cdot F p. \quad (8)$$

Zwischen Schalldruck und Schallintensität ( $N$ ) gilt für eine ebene Schallwelle die Beziehung

$$N = \frac{p^2}{\rho c} \quad p = \sqrt{\rho c N}.$$

$c$  = Schallgeschwindigkeit,  $\rho$  = Dichte.

Man findet also einen Strom abhängig von der Schallleistung

$$I = (d_{31} + d_{32} + d_{33}) \omega F \sqrt{\rho c N}. \quad (9)$$



Die Dicke der Sonde in der  $Z$ -Richtung geht hier nicht ein, sondern nur die Fläche. Man kann daher ganz dünne Plättchen verwenden. Die Form der Berandung ist bedeutungslos. Setzt man für Turmalin Zahlenwerte ein, so findet man

$$I = \frac{7,3 \cdot 10^{-8} \cdot 2 \pi f \sqrt{\varrho c N \cdot 10^7}}{3 \cdot 10^9} \quad \left. \vphantom{I = \frac{7,3 \cdot 10^{-8} \cdot 2 \pi f \sqrt{\varrho c N \cdot 10^7}}{3 \cdot 10^9}} \right\} \quad (10)$$

$$= 4,8 \cdot 10^{-13} \cdot f F \sqrt{\varrho c N} \text{ Amp.}$$

Schaltet man parallel zur Sonde einen Resonanzkreis mit dem Resonanzwiderstand  $R$ , so entsteht am Kreis eine Spannung  $U = J \cdot R$ . Die Sondenempfindlichkeit ist proportional der Wellenlänge, da das Produkt  $f \cdot F = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\lambda}{8}$  ist.

Die mögliche Verstärkung ist durch das Empfänger-rauschen begrenzt. Nimmt man als wesentlichen Faktor hierfür das Rauschen des Eingangswiderstandes an, so ist die Rauschspannung  $\bar{U}_R = 4 k T \int_{f_1}^{f_2} R df$ . Für einen Parallelschwingkreis ergibt sich hieraus durch Integration von 0 bis  $\infty$

$$\bar{U}_R = \frac{63}{\sqrt{C}} \mu V, \quad (C \text{ in } pF). \quad (11)$$

Nimmt man für den Schwingkreis mit Sonde  $C = 100 pF$  an, so ist  $U_r = 6,3 \mu V$ . Für eine einwandfreie Messung eines Signals kann man eine Spannung von etwa  $100 \mu V$  als notwendig ansehen. Dann sind folgende Schalleistungen im Wasser bei  $R = 200 K \Omega$  noch meßbar:

$$\begin{aligned} \text{bei } 100 \text{ KHz} & \quad 5 \cdot 10^{-7} \text{ W/cm}^2 \quad F = 2 \cdot 2 \text{ mm}^2 \\ \text{bei } 1 \text{ MHz} & \quad 5 \cdot 10^{-5} \text{ W/cm}^2 \quad F = 0,2 \cdot 0,2 \text{ mm}^2. \end{aligned}$$

Je tiefer die Frequenz desto größer wird die Empfindlichkeit der Sonde. Die obere Grenzfrequenz ist im wesentlichen durch die praktische Ausführbarkeit der Sonde gegeben. Bei 2 MHz z. B. darf sie nur noch  $0,1 \cdot 0,1 \text{ mm}^2$  groß sein. Kann man jedoch entsprechend den Versuchsbedingungen eine Richtungsempfindlichkeit in Kauf nehmen, so lassen sich auch höhere Frequenzen gut messen. Führt man zum Vergleich die Berechnung der Empfindlichkeit für einen Resonanzquarz ( $\lambda/2$ -Schwinger) durch, so findet man an Hand der früheren Arbeit des Verf. [10] folgendes Ergebnis:

$$I = d_{11} \omega F p \cdot \frac{2 \varrho c}{\pi \varrho_0 c_0 s_{11} c_{11}}. \quad (12)$$

Der Unterschied liegt nur in dem letzten Faktor, der die Resonanzüberhöhung darstellt. Sie beträgt für einen Quarz im Wasser etwa 6. Eine Sonde als Resonanzschwinger hat also gegenüber einer aperiodischen Sonde gleicher Fläche nur eine etwa 6 mal so große Empfindlichkeit.

## II. Experimenteller Teil.

### 1. Meßanordnung.

Die Meßanordnung besteht aus dem Ultraschallsender mit Schallkopf, Meßtrog, Sonde, Hochfrequenzverstärker und Meßoszillograph. Die Messungen wurden in Wasser ausgeführt.

Um einwandfreie Messungen ohne Rückwirkungen durch Reflexionen von den Wänden des Meßtrogs zu ermöglichen, wurde ein Ultraschallsender mit Impulsbetrieb benutzt.

Der Meßtrog besteht aus einer Messingwanne von  $60 \times 21 \times 21 \text{ cm}$ . Auf dem Trog befindet sich ein verschiebbarer Schlitten für die Sonde, so daß diese an beliebige Stellen des Schallfeldes gebracht werden kann.

Die Sonde ist durch ein abgeschirmtes Kabel mit dem Verstärker verbunden. Das Kabel wird in einem 4 mm Messingrohr durch den Schlitten des Troges in die Flüssigkeit geführt. Für die Kristallhalterung sind zwei Möglichkeiten untersucht worden:

a) Der Durchmesser des Messingrohres wird bis auf den Durchmesser des Kristalls verkleinert; auf das Ende des Rohres wird der Kristall geklebt.

b) Aus dem Ende des Messingrohres ragt ein isolierter Draht heraus, an dessen Spitze der Kristall sitzt. Eine Seite des Kristalls wird metallisiert und leitend mit dem Draht verbunden, oder das Ende des Drahtes wird zu einer Folie breitgeklopft, so daß der Kristall darauf geklebt werden kann. Bei leitenden Flüssigkeiten genügt eine Kontaktzuführung; die Flüssigkeit erhält Erdpotential. Bei nichtleitenden Flüssigkeiten muß ein 2. Draht für das Erdpotential benutzt werden.

### 2. Meßergebnisse.

#### a) Untersuchung der Richtcharakteristik.

Die ersten Versuche wurden mit der Sonde gemacht, deren Kristall fest auf dem Messingrohr sitzt. Als Material standen zunächst nur Quarzplatten von  $1/10$  bis  $1/40 \text{ mm}$  Dicke zur Verfügung, aus denen Scheibchen von 1 mm Durchmesser herausgebrochen wurden.

Abb. 1a zeigt die Empfindlichkeit der Sonde bei 2 MHz in Abhängigkeit von der Richtung zum Schallstrahl. Das Ergebnis ist sehr unbefriedigend. Die Messung wurde mit anderen Quarzplatten verschiedener Dicke und Form wiederholt, ohne daß sich dabei ein wesentlich anderes Bild ergab. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die Schallwelle in der Flüssigkeit nicht nur den Kristall sondern auch die Kristallhalterung zu Schwingungen anregt, so daß störende Rückwirkungen auf den Kristall erfolgen. Die Versuche mit dieser Sonde wurden daher aufgegeben.

Die weiteren Untersuchungen wurden in der zweiten Sondenausführung mit dem Kristall an der Drahtspitze vorgenommen. Diese Konstruktion bewährte sich sehr gut.

Abb. 1b–1f zeigt die Richtungsdiagramme der Drahtsonden. Vergleicht man Abb. 1e mit 1c, so findet man, daß ein Quarz als Sonde noch einen weiteren Nachteil gegenüber Turmalin hat. Es zeigen sich nämlich nicht nur zwei Maxima bei  $0$  und  $180^\circ$  sondern vier. Die Breite der Maxima ist entsprechend geringer. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Quarz neben dem Piezoeffekt in der  $X$ -Richtung auch noch einen gegenphasigen gleich großen Effekt in der  $Y$ -Richtung hat. Die benutzten Quarzplatten haben  $X$ -Schnitt, können jedoch ebenso gut an den Kanten piezoelektrisch angeregt werden.

Abb. 1f gibt nun das ideale Bild einer nahezu richtungsunabhängigen Sonde aus Turmalin. Hier ist der SONDENDURCHMESSER  $0,1 \text{ mm} \approx \lambda/8$ . Als Draht für die Sonden wurde ein Kupferlackdraht von  $0,05 \text{ mm}$  Durchmesser verwandt.

Bei verschiedenen Sonden gleicher Größe zeigten sich infolge ungleichmäßiger Montage nicht immer die



gleichen Figuren, es traten kleine Abweichungen und Unregelmäßigkeiten auf.

Bei den kleinsten Kristallen war noch ein besonderer Effekt zu beobachten: Wurde eine Sonde aus der Flüssigkeit herausgenommen und dabei der Draht etwas verbogen, so zeigten sich nach erneuter Ausrichtung des Drahtes — gegenüber der vorigen Ausrichtung nicht völlig identisch — kleine Abweichungen im Richtungsdiagramm gegenüber der vorigen Messung. Dies bedeutet, daß der Draht im Schallfeld doch noch Rückwirkungen auf den Kristall ausübt. Der Effekt ist jedoch nicht sehr groß und tritt nur bei 2 MHz in Erscheinung, wenn die Dimensionen des Kristalls dem Drahtdurchmesser nahekommen. Die Erscheinung macht sich vor allem dadurch bemerkbar, daß die Maxima des Richtungsdiagramms nicht bei 0 und 180°, sondern bei irgendwelchen anderen Winkeln liegen.

Bei 175 KHz liessen sich die Sonden wegen der größeren Dimensionen leichter und genauer herstellen, Rückwirkungen durch den Draht traten nicht mehr auf.

Ein Vergleich der Meßergebnisse bei 175 KHz mit den theoretisch berechneten Werten (5) ergab:

Sondergröße mm	Verminderung der Empfindlichkeit bei 90 bzw. 270°	
	gemessen	berechnet
4×4	30—45%	36%
2×2	10—15%	10%
1×1	3%	2,5%
0,4×0,4	—	0,4%

Die Übereinstimmung von Messung und Berechnung ist durchaus zufriedenstellend.

#### b) Empfindlichkeit der Sonden.

Die Empfindlichkeit der Sonden wurde bei 2 MHz und 175 KHz untersucht. Nach der theoretischen Berechnung sollte sich am Eingang des Verstärkers nach Gl. (10) für Turmalinsonden folgende Spannung ergeben:

$$U = I \cdot R = 4,8 \cdot 10^{-13} \cdot f F \sqrt{\rho c N} \cdot R. \quad (13)$$

Parallel zum Eingangskreis des Verstärkers ( $R = 200 \text{ K} \Omega$ ) befindet sich ein  $50 \text{ K} \Omega$ -Potentiometer, so daß der Eingangswiderstand mit  $40 \text{ K} \Omega$  anzusetzen ist. Die Schalleistung wurde durch Messung des Schallstrahlungsdrucks mit einer Flüssigkeitswaage der Physikalisch Technischen Bundesanstalt gemessen.

175 KHz  $30 \times 35 \text{ mm}$  Strahlerfläche:

$$2,33 \text{ W} = 0,22 \text{ W/cm}^2,$$

2 MHz  $31 \text{ mm}$  Strahlerdurchm.:

$$8,8 \text{ W} = 1,18 \text{ W/cm}^2.$$

Diese Werte stimmen mit den elektrisch berechneten gut überein. Man kann von ihnen noch nicht direkt auf die Schallintensität am Sondenort schließen, da sich vor dem Strahler ein starkes Interferenzfeld befindet. Am geeignetsten ist die Einstellung der Sonde auf das letzte Maximum des Interferenzfeldes. Hier ist die Schalldruckamplitude doppelt so groß wie der Mittelwert. Bei den benutzten Schallgebern sind aber die theoretischen Voraussetzungen, nämlich eine kolbenförmig schwingende Membran in einer ebenen Wand, durchaus nicht erfüllt. Daher wurde folgender Weg eingeschlagen: Mißt man in einer Fläche parallel zum Schallgeber im Abstand des letzten Maximums die Impulsamplituden, die ja den Schalldruckamplituden

proportional sind, quadriert und integriert sie über die ganze Fläche und dividiert nun das Ergebnis durch die Strahlerfläche, so erhält man einen Wert proportional der mittleren Schallintensität. Vergleicht man diesen Wert mit dem Quadrat der Amplitude im letzten Maximum, so sollte sich theoretisch ein vierfacher Wert ergeben. Die Messungen ergaben jedoch beim 2 MHz-Strahler den Faktor 3,4, beim 175 MHz-Schwinger 3,2.

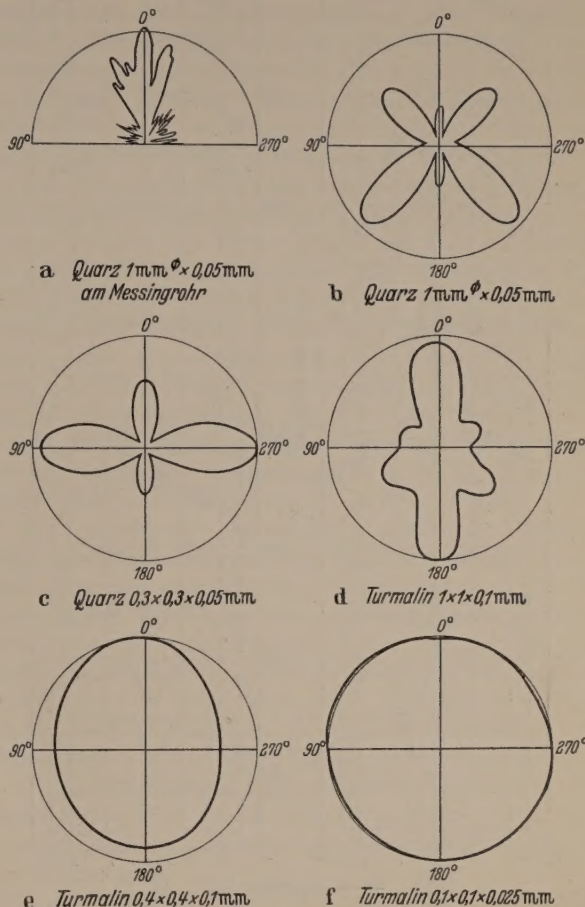


Abb. 1. Richtungsempfindlichkeit verschiedener Sonden bei 2 Mhz.  $\lambda = 9,75 \text{ mm}$ .

Mit diesen Werten ist die Empfindlichkeit der Sonde

$f$	$F$	berechnet	gemessen
175 KHz	1,3 mm <sup>2</sup>	14,4 mV	15,1 mV
	0,16 „	1,8 mV	1,9 mV
2 MHz	1,3 mm <sup>2</sup>	395 mV	380 mV
	0,16 „	49 mV	33 mV

Die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung ist zufriedenstellend angesichts der vielen Größen, deren Bestimmung zur Auswertung der Messung notwendig ist.

#### c) Anwendungsbeispiele.

Ausmessung eines gestörten Schallfeldes bei 175 KHz.

Abb. 2 zeigt einen Ausschnitt des 175 KHz-Schallfeldes, das durch einen Aluminiumzylinder von 10 mm Durchmesser bzw. durch einen etwa gleich großen Knochen in 15 cm vom Strahler gestört ist. Es zeigt sich ein Interferenzfeld, das mit zunehmender Entfernung vom Störkörper abnimmt. Abb. 3 zeigt die Störung auf der Mittellinie vor dem Strahler. Die



Größe der Interferenzerscheinung ist von dem Reflexionsvermögen und den Ausmaßen des Störkörpers abhängig. Die Schallamplitude ist direkt vor dem Aluminiumzylinder 1,6 mal so groß wie im ungestörten Feld.

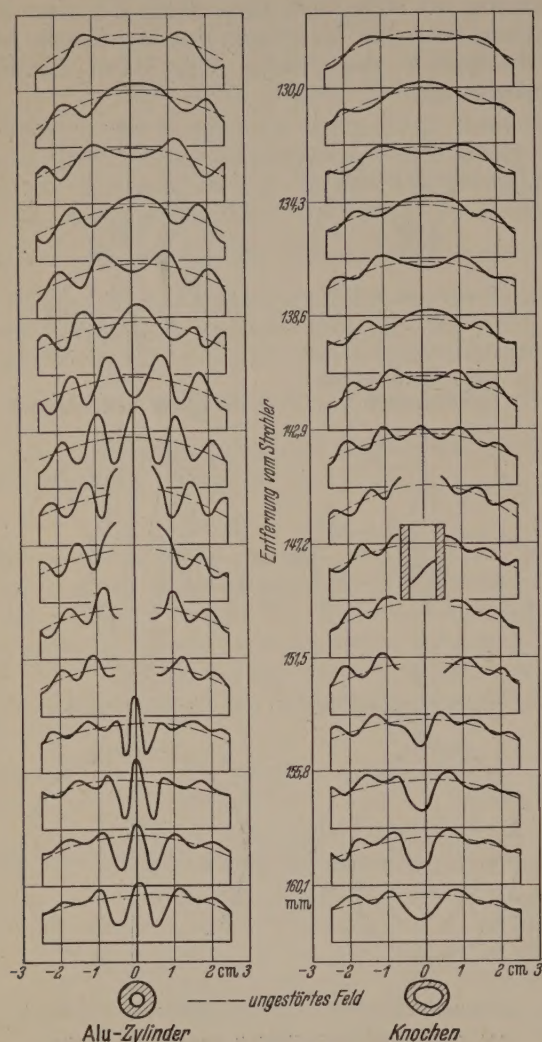


Abb. 2. Gestörtes 175 KHz-Schallfeld.

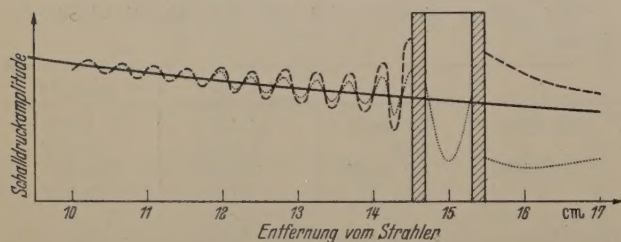


Abb. 3. Schallfeld auf der Mittellinie vor dem Strahler.  
175 KHz-Feld mit Störung durch einen Alu-Zylinder (—) bzw. durch einen Knochen (.....)  $\lambda = 8,6$  mm.

Beim Knochen ergibt sich infolge der geringeren Reflexion nur eine 1,25fache Schalldruckamplitude. Die Kleinheit der Sonde erlaubt auch eine Feldmessung im Innern des Knochens. Die Verschiedenheit des Schallfeldes hinter den Störkörpern folgt aus den voneinander abweichenden Dimensionen.

### III. Vergleich mit anderen Sonden.

Zum Nachweis des Ultraschalls kann man mechanische, optische, thermische, magnetostruktive und piezoelektrische Verfahren anwenden.

Zur Ausmessung eines Schallfeldes braucht man eine sehr kleine Sonde. Alle mechanischen Verfahren, die auf der Messung des Schallstrahlungsdrucks beruhen, sind hierfür wegen dessen Kleinheit ungeeignet. Alle optischen Methoden sind ebenfalls unbrauchbar, da man mit einem Lichtstrahl die Summe der Schallwirkungen auf dem ganzen Lichtwege nachweisen kann, nicht aber an einem einzelnen Punkt. Es bleiben zum Vergleich mit dem piezoelektrischen nur die magnetostruktiven und thermischen Verfahren.

Die Versuche mit einer magnetostruktiven Sonde von KOPPELMANN sind bereits auf Seite 54 genannt. Die Arbeiten damit sind noch nicht abgeschlossen. Die Angaben über die Empfindlichkeit fehlen. Die Anzeige ist wie bei der piezoelektrischen Sonde proportional der Schalldruckamplitude und ist ebenfalls für Impulsbetrieb geeignet. Wegen des schalldichten Überzugs läßt sich diese Sonde jedoch nicht so klein wie die piezoelektrische Konstruktion ausführen.

Die thermischen Sonden sind indirekte Schallanzeiger. Sie reagieren nicht auf eine Schallfeldgröße sondern nur auf die thermische Wirkung des Ultraschalls. Man unterscheidet hauptsächlich zwei Arten

1. Thermosonden (mit Thermoelementen),
2. Widerstandssonden (mit temperaturabhängigen Widerständen).

Man kann diese Sonden sehr klein ausführen, wenn man kleinste Thermoelemente oder feinste temperaturabhängige Widerstandsdrähte verwendet. Diese Sonden haben jedoch den Nachteil, daß sie auch auf eine örtliche Erwärmung am Sondenort, die nicht direkt vom Ultraschall herrührt, reagieren und somit eine falsche Anzeige ergeben können. Zur Vermeidung dieses Nachteils verwendet man besser temperaturkompensierte Sonden, die dann allerdings nicht mehr so klein herstellbar sind.

Temperaturkompensierte Thermosonden werden so ausgeführt, daß sich beide Lötstellen im Schallfeld befinden. Eine Lötstelle wird dabei sensibilisiert, d. h. sie wird mit einem stark absorbierenden Material überzogen, z. B. Picein. Infolge Schallabsorption im Picein entsteht eine Erwärmung an dieser Lötstelle, so daß sich eine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Lötstellen ergibt.

Siemens-Reiniger hat eine solche Thermosonde entwickelt. Sie wurde hier untersucht. Die Lötstellen sitzen in den Spitzen zweier Röhrchen von 1,5 mm Durchmesser und 10 cm Länge mit 6 mm Abstand voneinander. Es ergab sich bei 2 MHz und 3,3 W/cm<sup>2</sup> Schalleistung ein Ausschlag von 100 Skalenteilen am Multiflex-Galvanometer MG 1 (1 Skt. =  $3,2 \times 10^{-8}$  A,  $R = 38 \Omega$ ). Da der Ausschlag der Schalleistung proportional ist, wäre die kleinste meßbare Schalleistung etwa  $3 \times 10^{-2}$  W/cm<sup>2</sup>.

Bei den Widerstandssonden wird die Änderung eines temperaturabhängigen Widerstandes infolge der thermischen Wirkung des Ultraschalls in einer WHEATSTONESchen Brücke gemessen. Auch hier ist es vorteilhaft, wenn man zur Kompensation einer örtlichen Erwärmung einen zweiten Widerstand der Brücke in das Schallfeld bringt. Der erste Widerstand muß dann wieder mit einem schallabsorbierenden Tropfen sensibilisiert werden.

Eine solche, von WEIDNER [11] entwickelte Konstruktion wurde untersucht. Die Messung wurde bei einer Gleichspannung von 1 Volt mit einem 30  $\mu$ A



strument durchgeführt. Die Brückenwiderstände liegen bei  $55\ \Omega$ . Als temperaturempfindliche Widerstände dienten Wolframwendeln einer Glühlampe. Es ergab sich bei 2 MHz,  $3,3\ \text{W/cm}^2$  Schalleistung ein Strom von  $16\ \mu\text{A}$ . Da die Anzeige der Schalleistung proportional ist, sind bei  $1\ \text{W/cm}^2$   $5\ \mu\text{A}$  zu erwarten. Mit einem hochempfindlichen Galvanometer, das noch  $10^{-9}\ \text{A}$  anzeigt, ließe sich also eine Schalleistung von  $\times 10^{-4}\ \text{W/cm}^2$  nachweisen.

Vergleicht man die thermischen Sonden mit den piezoelektrischen, so läßt sich zusammenfassend folgendes sagen:

Die Empfindlichkeit der Thermosonde ist geringer als die der piezoelektrischen Sonde, die Widerstandssonde ist dagegen fast genau so empfindlich. Alle thermischen Sonden haben gegenüber den piezoelektrischen den Nachteil, daß sie nicht sofort eine Anzeige ergeben, sondern u. U. sogar mehrere Sekunden brauchen, bis sich der endgültige Ausschlag einstellt. Sie sind daher zur Messung von Impulsen ungeeignet. Ferner muß man bei den thermischen Sonden besonders auf Gleichströmungen in der Flüssigkeit achten, die die Temperatur an der Sonde und damit die Anzeige beeinflussen können. Ein Vorteil der thermischen Sonden liegt darin, daß man sie in einer mechanisch starren Halterung unterbringen kann, so daß man nicht nur Messungen in Flüssigkeiten, sondern z. B. auch in Geweben durchführen kann. Bei der piezoelektrischen Konstruktion ist dies nicht ohne weiteres möglich. Außerdem kann man thermische Sonden auch für Ultraschall in der Luft benutzen, während die piezoelektrische Sonde wegen des geringen Schallwiderstandes der Luft und der kleinen Wellenlänge nicht mehr genügend empfindlich ist, wenn man die  $\lambda/8$  Bedingung einhalten will.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Sondenart je nach Aufgabenstellung zu wählen ist. In vielen Fällen dürfte die piezoelektrische Sonde am vorteilhaftesten sein.

#### *Zusammenfassung.*

Es werden die Eigenschaften einer piezoelektrischen Sonde, die klein gegen die Wellenlänge ist, theoretisch und experimentell untersucht. Als Material eignen sich Kristalle mit nur einer piezoelektrischen Achse, am besten Turmalin. Auch Bariumtitanat dürfte wegen seines großen Piezoeffekts vorteilhaft sein, falls genügend kleine Körper herstellbar sind. Die am meisten verwendeten Kristalle, Quarz und Seignettesalz, sind ungeeignet.

Eine mechanische starre Halterung des Empfangskristalls erwies sich als unbrauchbar, weil die Halte-

rung im Schallfeld ebenfalls zu Schwingungen angeregt wird und störende Rückwirkungen auf den Kristall ausübt. Dagegen bewährte sich die Montage des Kristalls an der Spitze eines dünnen Drahtes sehr gut. Nur bei höheren Frequenzen, bei denen die Kristallausmaße dem Drahtdurchmesser nahekommen (2 MHz) zeigen sich noch geringe Rückwirkungen vom Draht.

Die Empfindlichkeit der Sonde wird von der Richtung des Schallstrahls praktisch unabhängig, wenn die Sondengröße  $1/8$  der Wellenlänge in der Flüssigkeit beträgt. Die Messungen ergaben eine recht gute Übereinstimmung mit der nach Gl. (13) berechneten Empfindlichkeit. Mit einer Turmalinsonde für 1 MHz, deren Empfindlichkeit richtungsunabhängig ist, läßt sich noch eine Schalleistung von  $5 \times 10^{-5}\ \text{W/cm}^2$  messen.

Die Empfindlichkeit der Sonde wächst proportional mit der Frequenz und der Fläche. Nach tiefen Frequenzen ergibt sich keine Grenze der Anwendbarkeit, da man die Fläche entsprechend vergrößern kann. Die Grenze der Anwendbarkeit der Sonde nach hohen Frequenzen liegt allein in der mechanischen Ausführbarkeit. Eine Berechnung der Empfindlichkeit einer Sonde als Resonanzschwinger zeigt, daß der Vorteil der Resonanzüberhöhung gegenüber der aperiodischen Sonde verhältnismäßig unbedeutend ist. Ein in Wasser schwingender Resonanzquarz z. B. hat nur eine 6fache Resonanzüberhöhung.

Als praktische Anwendung wird die Störung eines Schallfeldes durch einen Aluminiumzylinder und einen Knochen gezeigt. Zum Vergleich mit der piezoelektrischen Sonde werden die wichtigsten andersartigen Sonden, nämlich eine Thermosonde und eine Sonde mit einem temperaturabhängigen Widerstand untersucht. Es zeigt sich, daß die piezoelektrische Sonde den thermischen Sonden für Messungen in Flüssigkeiten in fast allen Eigenschaften überlegen ist.

Für Anregung und Unterstützung möchte der Verfasser Herrn Prof. Dr. G. LEITHÄUSER und Herrn Priv. Dozent Dr. J. J. GRÜTZMACHER seinen herzlichen Dank aussprechen.

**Literatur.** [1] HEHLGANS, F. W.: Ann. d. Phys. 86, 587 (1928). — [2] KRAUSE, R.: Z. angew. Phys. 2, 370 (1950). — [3] FEIN, L.: J. acoust. Soc. Amer. 20, 583 (1948). — [4] LANGVIN, M. P.: Franz. Patent Nr. 505703. — [5] RUDNIK, I. u. H. C. ROTHENBERG: J. acoust. Soc. Amer. 20, 594 (1948). — [6] KOPPELMANN, J.: Acustica 1952 2, 92 (1952). — [7] VOIGT, W.: Lehrbuch der Kristallphysik, Leipzig 1928. — [8] JACKSON, W.: Bericht über Bariumtitanat 1950. — [9] STENZEL, H.: Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen, Berlin 1939. — [10] BOLZ, G.: Z. angew. Phys. 2, 119 (1950). — [11] WEIDNER, K.: Bericht aus dem Institut für Schwingungsforschung TU Berlin 1952.

Dr. Ing. GÜNTER BOLZ,  
Berlin-Nikolassee, A. d. Rebwiess 10.

## Gläserne Quecksilberdiffusionspumpe in zerlegbarer Form.

Von GÜNTHER CHRISTIAN MÖNCH, Halle.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen 1. Juli 1953.)

Als gläserne Quecksilberdiffusionspumpen sind die in Abb. 1 und 2 angeführten Formen üblich. Die Posaunenform <sup>1</sup> (Abb. 1), bei der, abgesehen von der

<sup>1</sup> Bezugsquellen: Willi Kühner, Frauenwald/Thür.; Labor und Vacuum-G.m.b.H., Wilhelmshaven; Karl Buest, Berlin N 4, Chausseest. 117.

Unschönheit und Sperrigkeit, leicht Beschädigungen an der schlangenförmigen Rückflußleitung für das kondensierte Quecksilber vorkommen, wurde durch die in Abb. 2 wiedergegebene Konstruktion Vollmers <sup>2</sup> abgelöst. Die Schwächen dieser Pumpe liegen in der

<sup>2</sup> Lieferfirma: Karl Buest, Berlin N 4, Chausseest. 117.



hohen thermischen Belastung des Glases. An drei Stellen (1 bis 3 in Abb. 2) pflegen mitunter auch ohne unsachgemäße Behandlung der Pumpe Sprünge aufzutreten. Diese Orte können deshalb als Gefahrenzonen angesprochen werden. Die erste liegt an der Einschnürung der Quecksilberdampfleitung. Hier befindet

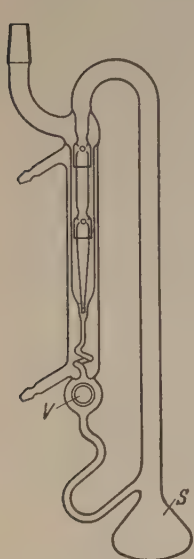


Abb. 1. Posaunenförmige Quecksilberdiffusionspumpe aus Glas. S Siedegefaß, V Vorvakuumstutzen.

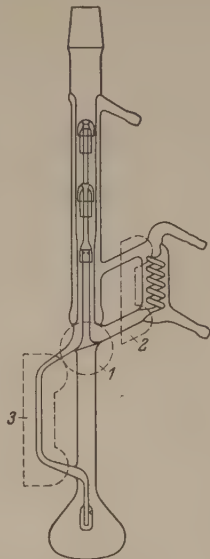


Abb. 2. Vollmerpumpe der Fa. Karl Buest, Berlin.

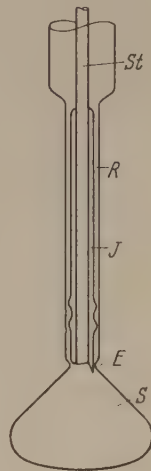


Abb. 3. Rückflußanordnung für das Quecksilber der neuen Pumpe. S Siedegefaß; St Steigrohr; J Isolierzischenraum; R Rücklauf; E Einschnürung.

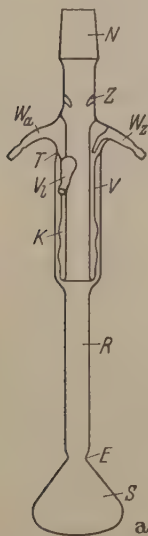


Abb. 4. Die neue Pumpenform zerlegt. a) das Mantelgefäß, b) der Einsatz mit den Düsen. S Siedegefaß; E Einschnürung; V Vorvakuumraum; V<sub>1</sub> Vorvakuumleitung; K Kühlrohr; T Tellereinschnürung; W<sub>z</sub> Wasserzuleitung; W<sub>a</sub> Wasserableitung; Z Haltezapfen; N Normal-Kernschliff; St Steigrohr; R Rücklauf; J Isolierzischenraum; D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub> Düsen; H Haltenapf; F Feder; Sp Spinne (Dreibeinkammer).

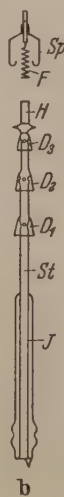


Abb. 5. Ansicht der zusammengesetzten neuen Pumpe.

Um diese Nachteile zu vermeiden, mußte eine andere Rückflußmöglichkeit für das kondensierbare Quecksilber gefunden werden. Statt des in Abb. 1 benutzten schlangenförmigen Manometerverschlusses wurde ein solcher aus zwei ineinander gesteckten Röhren verwendet (Abb. 3). Da aber bei einer derartigen Anordnung der im Rohr St aufsteigende Quecksilberdampf das in R rückfließende Quecksilber erwärmt, ist eine thermische Isolierung zwischen St und R erforderlich. Zu diesem Zweck müssen bei Rohrleitungen durch ein versilbertes und hochverkuertes Dewargefaß J voneinander getrennt werden. Der äußere Mantel des Isolierrohres ist mit zwei Wülsten versehen, um das rückfließende Quecksilber zu dämmen und so einen sicheren Verschluss zu gewährleisten.

Diese doppelwandige Isolierleitung J gehört zum Einsatz der Pumpe, an dem unten das als Dewargefaß ausgebildete Rohrstück, oben die Pumpendüsen D<sub>1</sub> bis D<sub>3</sub> (Abb. 4b) angesetzt sind. Die betriebsfähige Pumpe entsteht, wenn dieser Einsatz (Abb. 4) in die Öffnung des Normalkernschliffes N am Pumpenmantel (Abb. 4a) eingeführt und mit ihm verklammert wird. Dazu dient die Drahtspinne Sp mit drei Klammern, die um die eingestochenen Zapfen Z im Mantelrohr greifen, während gleichzeitig die an der Spinne Sp befestigte Feder F auf den Boden des Haltenapfes drückt und damit das ganze die Düsen tragende Einsatzstück auf die Einschnürung E preßt. Eine Vorstellung von dem Anblick der zusammengesetzten Pumpe vermittelt Abb. 5.

Die Wirkungsweise der Pumpe ist an Hand der Abb. 4 leicht einzusehen. Das in S verdampfte Quecksilber steigt in St empor, durchströmt die Düsen D<sub>1</sub> bis D<sub>3</sub>, kondensiert an dem Kühlrohr K, das in Richtung W<sub>z</sub> zu W<sub>a</sub> von Wasser durchflossen wird, und fließt über R (vgl. auch Abb. 3) nach S zurück. Die Vorpumpe wird an V<sub>1</sub> angeschlossen und evakuiert über den Vorvakuumraum V die Glaspumpe und den an dem Normalschliff N angeschlossenen Rezipienten.

Der konstruktive Vorteil der neuen Pumpe ist die äußerlich glatte Form. Die gesamte Pumpe besteht vom Siedekolben S bis zur Tellereinschnürung T aus einem einfachen nur mit Erweiterungen und Einschnürungen versehenen Glasrohr. Sie hat demzufolge eine äußere Form, die von allen möglichen die größte thermische Belastung verträgt. Durch die Vermeidung der oben genannten drei Gefahrenzonen ist eine erhöhte Betriebssicherheit gewährleistet. Die Tellereinschnürung als empfindlichster Teil eines Glasgerätes ist keiner größeren Temperaturänderung ausgesetzt; sie ist weit vom Siedegefaß entfernt und von innen wassergekühlt.

Es empfiehlt sich, das in R (Abb. 3) rückfließende Quecksilber (sowie den Vorvakuumraum V), besonders bei stärkerer Beheizung des Siedekolbens S, vor der aufsteigenden Wärme durch eine zweiteilige, an der Stelle der Einschnürung E befestigte, Blechplatte mit Asbestbelegung zu schützen (vgl. Abb. 6).

Die Saugfähigkeit der neuen Pumpe geben die Kurven in Abb. 7 an und vergleichen sie mit der her-

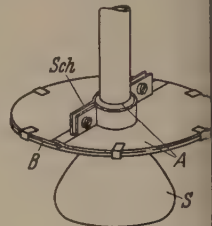


Abb. 6. Wärmeschutz, zweiteilig. A Asbest; B Blech; Sch Befestigungsschelle; S Siedekolben.

sich eine Tellereinschnürung, die von unten vom heißen Quecksilberdampf erhitzt und von oben durch das kondensierte Quecksilber gekühlt wird. Die Bezirke 2 und 3 umschließen parallele Rohrleitungen, die an zwei Stellen miteinander verschmolzen sind. Derartige zweiseitig geschlossene Rohrbogen enthalten stets Spannungen. Sie neigen zu Sprüngen und sind deswegen als konstruktive Nachteile anzusprechen.



mmlicher Modelle. Besonders augenfällig ist die Überlegenheit im Gebiet um  $10^{-1}$  Torr, die bei plötzlichen größeren Gasausbrüchen von Nutzen sein kann.

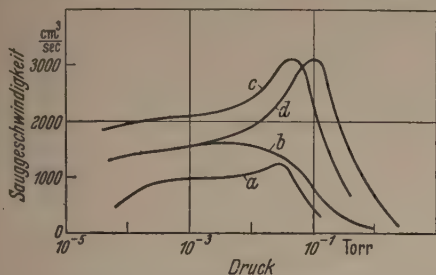


Abb. 7. Sauggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ansaugdruck im Vergleich mit der Vollmer- und Posaunenpumpe.

Kurve a: Vollmerpumpe (Abb. 2, Ausführung von Karl Buest, Berlin), Vorvakuum  $p_v$  der Vorpumpe:  $10^{-3}$  Torr  $< p_v < 15$  Torr, Heizung  $\approx 400$  W;  
Kurve b: Posaunenpumpe (Abb. 1, Ausführung von Willy Kühner, Frauenwald);  
Vorvakuum  $p_v$  der Vorpumpe:  $10^{-3}$  Torr  $< p_v < 15$  Torr, Heizung  $\approx 400$  W;  
Kurve c: neue Pumpe (Abb. 5),  $10^{-2} < p_v < 2$  Torr, Heizung  $\approx 200$  W;  
Kurve d: neue Pumpe,  $10^{-2} < p_v < 5$  Torr, Heizung  $\approx 400$  W.

Da die Wasserkühlung im Innern liegt, ist es nicht mehr wie im Fall der früheren Pumpen (Abb. 1 und 2)

möglich, daß sich die Feuchtigkeit der Luft auf dem Kühlrohr niederschlägt, auf die heißen Teile heruntertropft und die Pumpe zum Zerspringen bringt.

In den nachstehenden Artikeln von M. REICHARDT werden die zur Erreichung hoher Sauggeschwindigkeiten als zweckmäßig befundenen Düsenformen und Düsenwerte aufgeführt.

### Zusammenfassung.

Beschrieben wird eine Quecksilberdiffusionspumpe aus Glas mit herausnehmbarem Düsenersatz. Diagramme geben die Sauggeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck, vom Vorvakuum und von der Heizleistung an und bringen einen Vergleich mit anderen handelsüblichen Glaspumpen. Besonders bei Drucken um  $10^{-1}$  Torr liegt das Fördervolumen der neuen Pumpe um ein vielfaches höher als bei den üblichen Formen.

Für die Aufnahme der Kurven in Abb. 7 danke ich Herrn Dipl. Phys. M. REICHARDT.

Prof. Dr. G. C. MÖNCH,  
Halle(S), II. Physikalisches Institut  
der Martin-Luther-Universität.

## Untersuchungen an Quecksilberdiffusionspumpen aus Glas (I. Teil).

Von M. REICHARDT, Halle.

Mit 10 Textabbildungen.

(Eingegangen am 1. Juli 1953.)

### A. Meßanordnung:

Bei der zu den Untersuchungen herangezogenen Diffusionspumpe endete das weite Treibmittelsteigrohr über dem Siedekolben in dem äußeren Teil (Mantel) eines Kugelschliffes  $K$ , an dessen Kern das engere Steigrohr mit dem „Düsenkopf“ (vgl. Abb. 1) sitzt. Durch diese Anordnung war ein schnelles Wechseln der zu untersuchenden Systeme möglich.

Der Düsenkopf enthielt einen Napf zur Aufnahme eines Stiftes mit aufgeschobener Stahlfeder, der die Aufgabe zukam, die beiden Kugelschliffteile mit angemessenem Druck gegeneinander zu pressen (vgl.  $H$  in Abb. 4b des vorherstehenden Aufsatzes von G. C. MÖNCH [1]).

Die untersuchten Düsensysteme (Abb. 1) hatten vier Löcher, aus denen der Dampf des Steigrohres trat, um nach Umkehrung seiner Richtung den ringförmigen Austrittsspalt zu durchsetzen. Es bedeuten in der Abb. 1 die Größen

$d_i$  Durchmesser der Düsenlöcher [mm],  
 $d_i$  lichte Weite des Quecksilbersteigrohres (in den Abschnitten I bis III beträgt  $d_i = 6$  mm),  
 $F_i$   $\pi \left(\frac{d_i}{2}\right)^2$  [mm<sup>2</sup>],  
 $F$  Diffusionsfläche,  
 $F'$  Stoßraumquerschnitt,  
 $K$  Kugelschliff,  
 $T_k$  Temperatur des Kühlwassers [°C] und  
 $W_0$  Widerstand der Diffusionsöffnung [cm<sup>-3</sup> sec].

Der jeweilige Wert von  $a$  und  $T_k$  ist in den Unterschriften der betreffenden Abbildungen angegeben.

Durch ein besonderes Quecksilberrückflußsystem konnte das pro Zeiteinheit verdampfende und hinter

der Düse wieder kondensierende Quecksilbervolumen gemessen werden.

Sauggeschwindigkeit  $S_p$  [cm<sup>3</sup> sec<sup>-1</sup>] an der Pumpenöffnung und Saugleistung  $L$  [cm<sup>3</sup> Torr sec<sup>-1</sup>]<sup>1</sup> wurden aus dem über ein engeres Rohr vom Strömungswiderstand  $W$  durch die Pumpe erzeugten Druckabfall  $p_r - p_p$  mit Hilfe der Gleichung

$$S_p \cdot p_p = \frac{p_r - p_p}{W} = L \quad (1)$$

bestimmt<sup>2</sup>.

Als Vorpumpe diente eine zweistufige Gasballastpumpe (Fa. Leybold's Nachf., Modell V).

### B. Messungen und ihre Diskussion.

Es werden hauptsächlich Diagramme angegeben und besprochen, die die Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit  $S_p$  vom An-

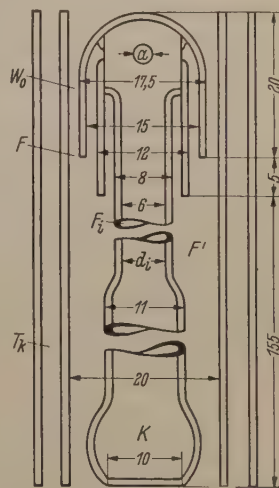


Abb. 1. Saugsysteme, die den Untersuchungen innerhalb der Abschnitte I—IV zu Grunde liegen. Zahlenangaben in mm.

<sup>1</sup> Mitunter wird die Saugleistung einer Pumpe auch durch die pro Zeiteinheit abtransportierte Masse des Gases [g sec<sup>-1</sup>] angegeben.

<sup>2</sup> Die  $S_p$ -Bestimmungsmethoden und die Formeln zur  $W$ -Berechnung für verschiedene Druckbereiche und Rohrkonfigurationen sind u. a. in den Werken von S. DUSHMAN, Scientific Foundations of Vacuum Technique (1949), R. JAECKEL, Kleinste Drucke, ihre Erzeugung und Messung, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1950) Springer-Verlag und G. C. MÖNCH, Hochvakuumtechnik, PöBneck (1950) zusammengestellt.



saugdruck  $p_p$  bzw. der Saugleistung  $L$  von der Kühlwassertemperatur, der Heizleistung, der Größe der Düsenlöcher und der Steigrohrweite darstellen.

Da die  $S_p$ -Werte im Hauptvakuumbereich  $5 \cdot 10^{-5} < p_p < 5 \cdot 10^{-2}$  Torr sich vom Vorvakuumdruck in weiten Grenzen (über mehrere Zehnerpotenzen) als unabhängig erwiesen<sup>1</sup>, konnte auf Darstellungen der Sauggeschwindigkeit als Funktion des Vorvakuumdruckes verzichtet werden.

### I. Einfluß der Kühlwassertemperatur.

Für die Anordnung (Pumpe) mit einer Düse zur Bestimmung des Einflusses der Kühlwassertemperatur betrug der Durchmesser der vier Düsenlöcher  $a = 2$  mm.

Die Saugleistung  $L$  wurde für verschiedene mit einem HÖPLER-Thermostateneingestellte Kühlwassertemperaturen  $T_k$  bestimmt. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abb. 2. Aus den für zwei verschiedene, willkürliche, konstante Heizstärken<sup>2</sup>  $H_1$  (gestrichelte Linien) und  $H_2$  (ausgezogene Linien) gültigen Kurven ist ein Ansteigen der Saugleistung mit abnehmender Kühlwassertemperatur zu ersehen<sup>3</sup>.

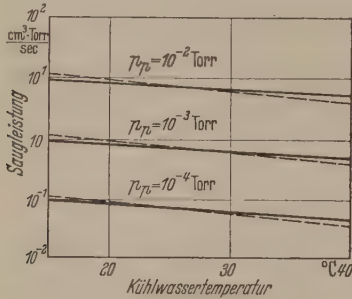


Abb. 2. Saugleistung  $L$  in Abhängigkeit von der Kühlwassertemperatur  $T_k$  für einen Durchmesser  $a$  der vier Düsenlöcher von 2,0 mm, für drei verschiedene Werte des Ansaugdruckes  $p_p$  sowie für die willkürlichen durch die Kurven ① und ② der Abb. 7 festgelegten Heizleistungen  $H_1$  (gestrichelte Kurven) und  $H_2$  (ausgezogene Kurven).

Die in Abb. 2 angeführten Ergebnisse sind leicht einzusehen: Die Pumpwirkung hängt bei konstanter Heizung von der Temperatur  $T_D$  des Quecksilbers in der Düsenöffnung und der Temperatur  $T_{SR}$  im Stoßraum (Abb. 1) ab. Da  $T_{SR}$  wesentlich stärker als  $T_D$  von der Kühlwassertemperatur  $T_k$  beeinflusst wird, ergeben sich bessere Kondensationsbedingungen bei Erniedrigung von  $T_k$  und demzufolge eine höhere Saugleistung.

### II. Einfluß der Heizleistung.

Die Sauggeschwindigkeits- und Saugleistungsmessungen bei unterschiedlichen Heizstärken wurden für drei verschiedene in den Abbildungstexten jeweils

<sup>1</sup> C. T. DE GROAT (Electronics Division, General Electric Company) stellte an einer Reihe von Pumpen fest, daß die Sauggeschwindigkeit unabhängig vom Vorvakuumdruck ist, solange dieser einen (von der Heizleistung abhängigen) kritischen Wert nicht überschreitet. (Persönliche Mitteilung an S. DUSHMAN, Scientific Foundations of Vacuum Technique, S. 193.)

<sup>2</sup> Die Beheizungsstärken  $H_1$  und  $H_2$  ( $H_1 < H_2$ ) wurden mit einem Bunsenbrenner unter bestimmten Brennbedingungen erzeugt und sind unter Ausschluß einiger extremal bemessener Düsen (vgl. Abschn. II) durch die gestrichelten Kurven ① und ② der Abb. 7 für die zu den Messungen benutzte Diffusionspumpe festgelegt.

<sup>3</sup> Vgl. u. a. M. MATRICON, J. Phys. Rad. 3, 127 (1932) und R. JAECKEL, Kleinste Drucke, ihre Erzeugung und Messung (Berlin 1950), S. 167.

angeführte Werte  $a$  für die Größe der Düsenlöcher durchgeführt.

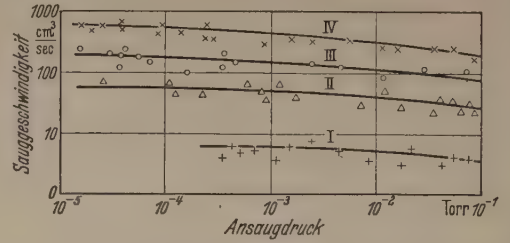


Abb. 3. Sauggeschwindigkeit  $S_p$  als Funktion des Ansaugdruckes  $p_p$  für einen Durchmesser  $a$  der vier Düsenlöcher von 1,1 mm und für verschiedene Werte der pro Zeiteinheit umgesetzten Quecksilbermenge  $m_{Hg}$ :

Kurve I:  $m_{Hg} = 0,075 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve II:  $m_{Hg} = 0,12 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve III:  $m_{Hg} = 0,19 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve IV:  $m_{Hg} = 0,227 \text{ g sec}^{-1}$ . Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{ C}$ .

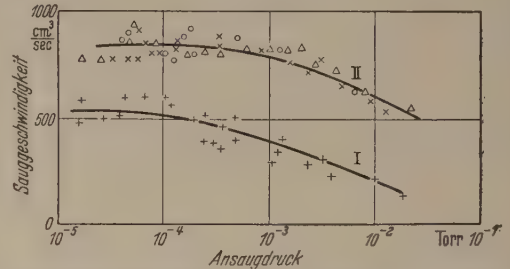


Abb. 4. Sauggeschwindigkeit  $S_p$  in Abhängigkeit vom Ansaugdruck  $p_p$  für einen Durchmesser  $a$  der vier Düsenlöcher von 2,0 mm und für verschiedene Werte der pro Zeiteinheit umgesetzten Quecksilbermenge  $m_{Hg}$ :

Kurve I (+):  $m_{Hg} = 0,143 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve II (x):  $m_{Hg} = 0,227 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve III (Δ):  $m_{Hg} = 0,303 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve IV (○):  $m_{Hg} = 0,41 \text{ g sec}^{-1}$ . Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{ C}$ .

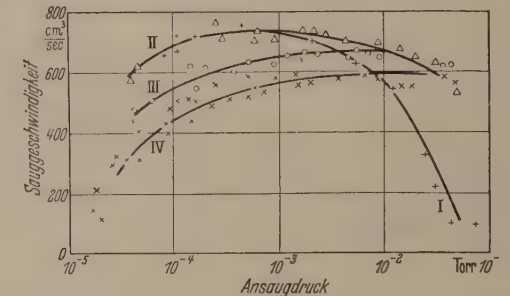


Abb. 5. Sauggeschwindigkeit  $S_p$  als Funktion des Ansaugdruckes  $p_p$  für einen Lochdurchmesser  $a$  der Düsen von 2,9 mm und für verschiedene Werte der pro Zeiteinheit umgesetzten Quecksilbermenge  $m_{Hg}$ :

Kurve I (+):  $m_{Hg} = 0,158 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve II (Δ):  $m_{Hg} = 0,205 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve III (○):  $m_{Hg} = 0,457 \text{ g sec}^{-1}$ ; Kurve IV (x):  $m_{Hg} = 0,685 \text{ g sec}^{-1}$ . Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{ C}$ .

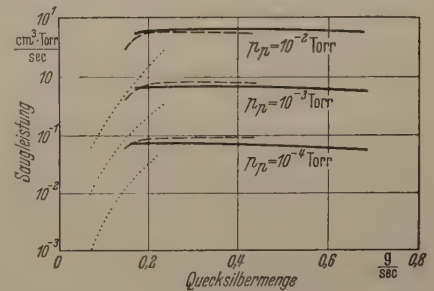


Abb. 6. Saugleistung  $L$  als Funktion der pro Zeiteinheit kondensierenden Quecksilbermenge  $m_{Hg}$  für drei verschiedene Werte des Ansaugdruckes  $p_p$  sowie für drei unterschiedliche Durchmesser  $a$  der Düsenlöcher:  $a = 1,1$  mm (punktierter Kurven);  $a = 2,0$  mm (gestrichelte Kurven);  $a = 2,9$  mm (ausgezogene Kurven). Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{ C}$ .

Als relatives Maß für die Heizleistung wird die pro Zeiteinheit umgesetzte Quecksilbermenge<sup>1</sup>  $m_{Hg}$  an

<sup>1</sup> Umrechnungsbeziehungen: 1 g/sec entspricht 4,4 cm³/min, 1 cm³/min entspricht 0,227 g/sec.



gegeben. Die Beheizung wurde für jedes der drei untersuchten Saugsysteme in einem Umfange verändert, wie es der übliche mit Leuchtgas oder Heizöl betriebene Bunsenbrenner zuließ.

Während für die Durchmesser  $a = 1,1$  mm der vier Düsenlöcher bei größtmöglicher Heizung die experimentell maximale Sauggeschwindigkeit (Abb. 3) und Saugleistung (Abb. 6) nicht erreicht wird, läßt sich für größere Düsenlöcher ( $a = 2,0$  mm,  $a = 2,9$  mm) in dem Bereich von 0,2 bis über  $0,6 \text{ g sec}^{-1}$  für die umgesetzte Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  „Sättigung“<sup>1</sup> der  $S_p$ -Werte (Abb. 4 und 5) und  $L$ -Werte (Abb. 6) feststellen. Der Mindestwert, für den dieser Zustand eintritt, sei mit  $m_{\text{Hg}}(S)$  bezeichnet. Aus Abb. 6 ist mit wachsendem  $a$  eine Abnahme der  $m_{\text{Hg}}(S)$ -Werte zu erkennen.

Die Beziehung zwischen dem sich bei verschiedenen Heizleistungen einstellenden Dampfdruck  $p_{\text{Hg}}(K)$  des Quecksilbers im Siedekolben ( $K$ ) und der pro Sekunde kondensierenden Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  in Abhängigkeit von der Lochöffnung  $a$  des Düsenkopfes gibt Abb. 7 als ausgezogene Kurven wieder. Deutlich

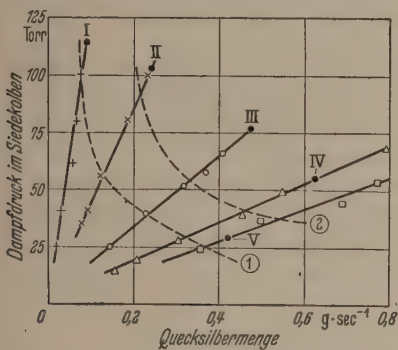


Abb. 7. Abhängigkeit des Dampfdruckes  $p_{\text{Hg}}(K)$  im Siedekolben von der pro Zeiteinheit umgesetzten Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  für verschiedene Durchmesser  $a$  (ausgezogene Kurven) der Düsenlöcher [Kurve I (—):  $a = 0,68$  mm, Kurve II (×):  $a = 1,1$  mm; Kurve III (○):  $a = 2,0$  mm; Kurve IV (Δ):  $a = 2,9$  mm; Kurve V (□):  $a = 4,2$  mm] sowie für die den Abb. 2, 8, 9 und 10 zu Grunde liegenden Heizleistungen  $H_1$  (Kurve ①) und  $H_2$  (Kurve ②). Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{C}$ .

erkennen läßt sich die Proportionalität zwischen  $p_{\text{Hg}}(K)$  und  $m_{\text{Hg}}$  für konstante Größe  $a$  der Düsenlöcher. Es ist daher gleich, ob die Saugleistung  $L$  in Abhängigkeit vom Druck im Siedekolben ( $p_{\text{Hg}}(K)$ ) oder der pro Zeiteinheit umgesetzten Quecksilbermenge ( $m_{\text{Hg}}$ ) angegeben wird. Die Abb. 7 ermöglicht stets, die eine Darstellungsform in die andere überzuführen.

Die gestrichelten Kurvenäste ① und ② verbinden die Punkte konstanter Heizleistung  $H_1$  und  $H_2$  (vgl. Fußnote 2, S. 62) auf den Linien für fünf verschiedene  $a$ -Werte. Es ist zu erkennen, daß  $m_{\text{Hg}}$  bei konstanter Beheizung keineswegs unverändert bleibt, sondern mit wachsendem Lochdurchmesser  $a$  ansteigt. Demzufolge kann bei Vergrößerung der Düsenlöcher  $a$  nicht nur die umgesetzte Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  verkleinert werden, sondern auch der Absolutwert der dem Treibmittel zugeführten Energie. Die im nächsten Abschnitt besprochenen Abhängigkeiten verdeutlichen diese Tatsache weiter.

Die Darstellung 7 kann auch für die übrigen (einstufigen) Saugsysteme mit anderen geometrischen

<sup>1</sup> Analoge Resultate an einer einstufigen Metallpumpe bezüglich des Sättigungscharakters von  $S_p$  und  $L$  erhielt M. MATRICON, J. Phys. Rad. 3, 127 (1932).

Daten als gültig betrachtet werden. Ausgenommen sind jedoch diejenigen, bei denen der Quecksilberdampfstrom durch ein zu enges Steigrohr oder einen zu schmalen (kreisringförmigen) Austrittsspalt stärker als durch die Düsenlöcher gedrosselt wird.

### III. Saugleistung und Düsenöffnungen (Düsenlöcher).

Bei Betrachtung der in Abb. 8 ausgezogenen und punktierten Kurven erkennt man, daß die Saugleistung mit wachsender Gesamtfläche ( $q = \pi a^2$ ) der

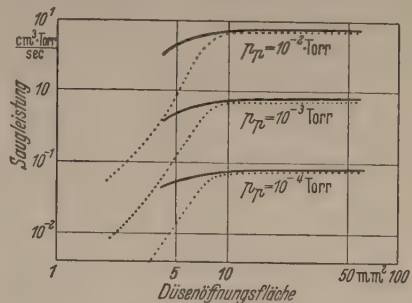


Abb. 8. Saugleistung  $L$  als Funktion der Gesamtfläche  $q = \pi a^2$  der vier Düsenlöcher für drei verschiedene Ansaugdrücke  $p_v$  und konstante Heizleistungen  $H_1$  (punktierte Kurven) und  $H_2$  (ausgezogene Kurven). Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{C}$ .

vier Düsenlöcher zunächst ansteigt und dann von einem Mindestquerschnitt  $q(S)$  ab konstant bleibt. Die Kurven zeigen diese Erscheinung für drei verschiedene Hauptvakuumdrücke  $p_v$  und für die konstanten Beheizungen  $H_1$  und  $H_2$ . Wird eine geringere Heizleistung ( $H_1$ ) eingestellt, so ergeben sich die punktierten Kurven und damit größere Mindestwerte  $q(S)$  der Fläche der Düsenlöcher.

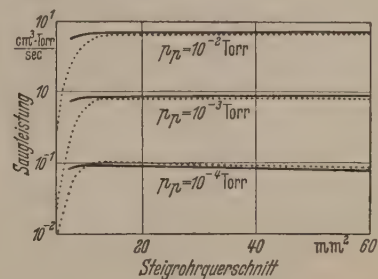


Abb. 9. Abhängigkeit der Saugleistung  $L$  vom Querschnitt  $F_i = \pi \left(\frac{d_i}{2}\right)^2$  des Quecksilbersteigrohres für einen Durchmesser  $a$  der Düsenlöcher von 2,0 mm, für drei verschiedene Ansaugdrücke  $p_v$  sowie für die Heizleistungen  $H_1$  (punktierte Kurven) und  $H_2$  (ausgezogene Kurven). Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{C}$ .

### IV. Bedeutung der Steigrohrweite.

Zu den Messungen über den Einfluß der Weite des Steigrohres wurde ein 10 cm langes Stück<sup>1</sup> oberhalb des Kugelschliffes  $K$  in Abb. 1 durch Rohre verschiedener lichter Weiten  $d_i$  mit den Querschnitten  $F_i$  ersetzt.

Abb. 9 läßt erkennen, daß zur Erzielung der experimentell größtmöglichen Saugleistung bei konstanter nicht zu geringer Heizung ( $H_1$ ,  $H_2$ ) ein charakteristischer Mindestwert  $F_i = F_i(S)$  erforderlich ist. Die „Sättigungsfläche“  $F_i(S)$  ist um so kleiner, je größer die Heizleistung gewählt wird. Dieses Resultat kann, unabhängig von Abb. 9, aus Abb. 10 auf Grund der Ergebnisse des Abschnittes II gefolgert werden: Für dasselbe Saugsystem wie das bei den zu Abb. 9 ge-

<sup>1</sup> Die Länge 10 cm entspricht bei einer Glaspumpe etwa der Länge der engeren Steigleitung unterhalb der Düse.



hörenden Versuchen benutzte ( $a = 2$  mm) gibt es nach Abb. 6 einen (zur Erlangung optimaler Saugleistung erforderlichen) Mindestwert  $m_{\text{Hg}}(S)$  von etwa  $0,2 \text{ g sec}^{-1}$ . Zu diesem Wert  $m_{\text{Hg}} = 0,2 \text{ g sec}^{-1}$  gehören, wie aus den Kurven der Abb. 10 zu entnehmen ist, in denen die umgesetzte Quecksilbermenge (für die Heizungsbedingungen  $H_1$  und  $H_2$ ) in Abhängigkeit vom Querschnitt  $F_i$  des Steigrohres aufgetragen ist, verschieden große „Sättigungsflächen“  $F_i(S)$  (Pfeile).

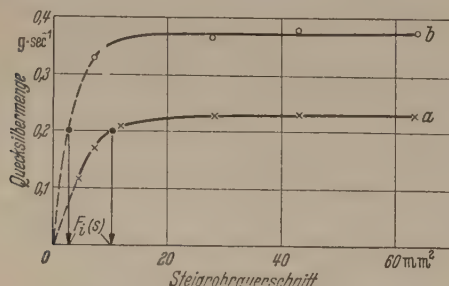


Abb. 10. Abhängigkeit der pro Zeiteinheit kondensierenden Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  vom Steigrohrquerschnitt  $F_i$  für einen Durchmesser  $a$  der Düsenlöcher von 2,0 mm sowie für die Heizungsstärken  $H_1$  (Kurve a) bzw.  $H_2$  (Kurve b). Kühlwassertemperatur  $T_k = 20^\circ \text{C}$ .

### Zusammenfassung.

Für eine einstufige Quecksilberdiffusionspumpe mit 20 mm Pumpenraumdurchmesser wurde die durch Variation der Heizungsstärke, Größe der Düsenöffnungen, lichten Weite des Quecksilbersteigrohres und der Kühlwassertemperatur sich vollziehende Beeinflussung der Sauggeschwindigkeit und Saugleistung untersucht.

Für die durch die Versuchsbedingungen jeweils abgegrenzten Gültigkeitsbereiche lassen sich nachfolgende Ergebnisse aufführen:

1. Die Sauggeschwindigkeit und Saugleistung der Pumpe steigen mit abnehmender Temperatur des Kühlwassers.

2. Die in den Stoßraum (vgl. Abb. 1) pro Zeiteinheit strömende Quecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}$  [ $\text{g sec}^{-1}$ ] wird durch die dem Treibmittel zugeführte Energie, sowie den vom Siedekolben bis zum ringförmigen Austrittsspalt des Düsenkopfes gerechneten Strömungswiderstand bestimmt. Um für ein vorgegebenes Saugsystem die experimentell größtmöglichen Sauggeschwindigkeits- und Saugleistungswerte zu erzielen muß pro Zeiteinheit eine Mindestquecksilbermenge  $m_{\text{Hg}}(S)$  umgesetzt werden. Bei fest vorgegebener aber nicht zu geringer Energiezufuhr ist es andererseits erforderlich, den Quecksilbersteigrohrquerschnitt  $F_i$ , die Fläche  $q$  der Düsenlöcher und den ringförmigen Austrittsspalt nicht zu klein zu wählen. Im einzelnen gilt folgendes:

a) Für feste, nicht zu geringe Werte des Steigrohrquerschnittes und des Quecksilberaustrittsspalt ist der Mindestbetrag  $m_{\text{Hg}}(S)$  umso größer je kleiner die Fläche  $q = q(S)$  der Düsenlöcher gewählt wird.

b) Bei festen, nicht zu kleinen Beträgen der Düsenlöcher und des Quecksilberaustrittsspalt ist eine Abnahme der für den Steigrohrquerschnitt erforderlicher Mindestwerte  $F_i(S)$  mit wachsender Energiezufuhr festzustellen.

Die Einbeziehung des Austrittsspalt in die letzten Betrachtungen gründet sich auf spätere Messungen (Untersuchungen an Quecksilberdiffusionspumpen aus Glas, II. Teil).

Für zahlreiche Anregungen möchte ich Herrn Prof. Dr. G. C. MÖNCH meinen Dank aussprechen. Weiterhin danke ich Herrn Dipl.-Phys. Dr. TH. MOHR für vielfache Hilfe sowie dem Glasbläser, Herrn A. FROMMHOLD, für die präzise Ausführung der Glasarbeiten.

Literatur. [1] MÖNCH, G. C.: Z. ang. Phys. 6, 59 (1954).

Dipl. Phys. M. REICHARDT,  
Halle (S), II. Physikalisches Institut  
der Martin-Luther-Universität.

## Zur Theorie der Verfestigung beim Kriechen von Metallen.

Von GERHARD LUCAS und KURT LÜCKE.

(Mitteilung aus dem Institut für allgemeine Metallkunde Göttingen).

Mit 3 Textabbildungen.

(Eingegangen am 14. August 1953).

### 1. Einleitung.

In zahlreichen Veröffentlichungen der letzten Jahre werden experimentell gefundene Kriechkurven sowohl verschiedenster technischer Legierungen als auch extrem reiner Metalle bei konstanter Spannung [1–6] wiedergegeben. In fast allen Fällen gehorcht das Kriechen einer verallgemeinerten Form des zuerst von ANDRADE [1] beobachteten Fließgesetzes

$$y = y_0 + C t^\alpha. \quad (1)$$

Dabei ist  $t$  die seit der Belastung verstrichene Zeit,  $y$  der Betrag der beobachteten überelastischen Dehnung und  $y_0$  eine während unmeßbaren kleinen Zeiten erfolgte spontane Anfangsdehnung, die in den meisten Fällen den Wert Null annimmt.  $C$  und  $\alpha$  sind für die gewählten versuchsbedingten Konstanten, sie hängen jedoch von der Versuchstemperatur und der Spannung ab. ANDRADE gab  $\alpha$  als feste Größe mit dem Wert  $\frac{1}{3}$

an, in der meistens gefundenen verallgemeinerten Form dieses Fließgesetzes kann  $\alpha$  jedoch alle Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Da dieses Gesetz von sehr vielen Autoren bei Einkristallen [4] als auch bei Vielkristallen der verschiedensten Metalle und Legierungen in extrem verschiedenen Bearbeitungszuständen [2] beobachtet wurde, muß es sicher als eine der wichtigsten quantitativen Gesetzmäßigkeiten auf dem Gebiet der plastischen Deformation gelten und muß durch sehr allgemeine Eigenschaften des Materials bedingt sein<sup>1</sup>. Obwohl das Fließen unter konstanter Spannung schon wiederholt theoretisch behandelt wurde [7–10], konnte bisher eine überzeugende Deutung dieser Gesetzmäßigkeit nicht gegeben werden.

<sup>1</sup> Ein Verlauf nach Gl. (1) ist auch sogar an nichtkristallinen Stoffen (z. B. [23]) beobachtet worden.



Die plastische Deformation der Metallkristalle ist, wie zuerst von R. BECKER und W. BOAS [11] gezeigt wurde, ein thermisch aktivierbarer Vorgang. Allgemein wird er heute auf die Bildung und Wanderung von Versetzungen [12] zurückgeführt und durch den Aufbau des Realkristalles (Fehlernungen) an bestimmten, vorgegebenen Stellen erleichtert.

Zur Deutung der Verfestigung während der Deformation können zwei Annahmen gemacht werden [13].

1. Die Zahl der begünstigten Stellen ist beschränkt und jede kann nur eine bestimmte Zahl von Gleitschritten auslösen. Die Verfestigung ergibt sich somit durch die Erschöpfung dieser Stellen („Erschöpfungstheorie“).

2. Zwischen den einzelnen Stellen besteht eine starke Wechselwirkung und die Betätigung einer Stelle ergibt eine starke Erschwerung für die anderen Stellen der Umgebung („Härtungstheorie“).

Je nach Größe der Wechselwirkung wird der Einfluß des ersten oder zweiten Prozesses auf die Verfestigung überwiegen. Da die Elementarprozesse und ihre Wechselwirkung beim heutigen Stand unserer Erkenntnis nicht sicher angegeben werden können, kann ein quantitatives Modell der Verfestigung nur auf Grund der ersten Annahme gemacht werden. Im folgenden soll ein solches Modell beschrieben werden, das auf die Fließformel (1) führt. Das Modell erlaubt ohne genaue Aussage über das Wesen der Elementarprozesse in vieler Hinsicht einen quantitativen Vergleich mit der Erfahrung, der, wie in Kapitel 5 dieser Arbeit gezeigt werden wird, eine gute Übereinstimmung aufzeigt.

## 2. Modell der Verfestigung auf Grund der Erschöpfungstheorie.

Nach dem schon in der Einleitung genannten Voraussetzungen soll im folgenden angenommen werden:

a) Die Dehnung einer Metallprobe unter konstanter Spannung (Kriechkurve) erfolgt durch einzelne, an bevorzugten Stellen des Kristalles einsetzende Gleitschritte, von denen jeder die Dehnung  $\lambda$  hervorruft.

b) Die Stellen an denen ein solcher Gleitschritt einsetzen kann, sind schon vor Beginn der Deformation vorhanden und jeder soll nur einmal zur Erzeugung einer Dehnung  $\lambda$  fähig sein.

c) Die durch die Betätigung einer solchen Stelle hervorgerufene Veränderung der Umgebung soll auf die anderen Stellen nur eine vernachlässigbare kleine Wirkung haben. (Kleine Wechselwirkung).

Bezeichnet man mit  $x$  die Zahl der Stellen, an denen noch kein Gleitschritt eingesetzt hat, und mit  $x_0$  die Zahl der vor Beginn des Versuches vorhandenen Stellen, so erhält man für die Dehnung  $y$  und die Fließgeschwindigkeit  $v$ :

$$y = \lambda (x_0 - x); \quad v = \frac{dy}{dt} = -\lambda \frac{dx}{dt}. \quad (2)$$

Wird zur Betätigung einer solchen Stelle stets die gleiche Aktivierungsenergie  $U$  benötigt, so ergibt sich

$$v = -\lambda \frac{dx}{dt} = \lambda x v e^{-U/kT}, \quad (3)$$

wobei  $T$  die absolute Temperatur,  $k$  die BOLTZMANNsche Konstante und  $v$  einen konstanten Faktor, der die Zahl der Energiewechsel des Gebietes, in dem die Aktivierungsenergie  $U$  aufzubringen ist, pro Zeit-

einheit angibt und der von der Größenordnung der DEBYE-Frequenz oder einige Zehnerpotenzen kleiner sein müßte. Die Integration von (3) ergibt:

$$x(t, T) = x_0 e^{-vt e^{-U/kT}}, \quad (4)$$

$$v(t, T) = \lambda x_0 v e^{-vt e^{-U/kT}} e^{-U/kT}. \quad (5)$$

Die Annahme  $d$  der gleichen Aktivierungsenergie  $U$  für alle Stellen ist sicher eine unzulässige Vereinfachung vielmehr wird die zur Auslösung eines Gleitschrittes notwendige Aktivierungsenergie an jeder dieser Stellen einen anderen Wert haben. Mit  $f(U) dU$  als der Zahl der Stellen mit einer Aktivierungsenergie zwischen  $U$  und  $U + dU$  und mit

$$x = \int_0^\infty f(U) dU; \quad x_0 = \int_0^\infty f_0(U) dU \quad (6)$$

erhält man aus Gl. (2) bis (4)

$$v = -\lambda \frac{dx}{dt} = \lambda v \int_0^\infty f(U) e^{-U/kT} dU, \quad (7)$$

oder integriert

$$f(U) = f_0(U) e^{-vt e^{-U/kT}}, \quad (8)$$

$$y(t) = \lambda \int_0^\infty f_0(U) \{1 - e^{-vt e^{-U/kT}}\} dU, \quad (8a)$$

$$\left. \begin{aligned} v &= \lambda v \int_0^\infty f_0(U) e^{-vt e^{-U/kT}} e^{-U/kT} dU \\ &= \int_0^\infty g(\varrho) e^{-\varrho t} d\varrho \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

mit der Abkürzung

$$\varrho = v e^{-U/kT}. \quad (9a)$$

Setzt man in Gl. (9) die experimentell gefundenen analytischen Ausdrücke für  $v(t)$  ein, so erhält man eine Integralgleichung, aus der sich die Verteilungsfunktion  $g(\varrho)$  und damit  $f_0(U)$  bestimmen lassen. Dies ist mit dem aus (1) folgenden Ausdruck für  $v$  auch durchgeführt worden, hier soll jedoch ein umgekehrter, mathematisch einfacherer Weg gegangen werden.

Es werden einfach die beiden folgenden Verteilungsfunktionen betrachtet.

$$a) \quad f_0(U) = \text{const}, \quad (10)$$

$$b) \quad f_0(U) = A e^{\kappa U}. \quad (11)$$

Der erste Fall führt, wie bereits anderweitig gezeigt worden ist [10], auf das in einigen Fällen auch beobachtete logarithmische Fließen [14], [15], [22]

$$v = f_0 \lambda k T/t. \quad (10a)$$

Im zweiten Fall erhält man aus (8)

$$y = \lambda A k T (vt)^{\kappa k T} \int_0^{vt} (\varrho t)^{-(1+\kappa k t)} \{1 - e^{-\varrho t}\} d(\varrho t)$$

und nach Integration bei  $vt \gg 1$ , was bei der Größe von  $v$  für jede experimentell realisierbare Zeit erlaubt ist, schließlich

$$y = \frac{\lambda A}{\kappa} \{(vt)^{\kappa k T} \Gamma(1 - \kappa k T) - 1\}, \quad (12)$$

wobei  $\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-\beta} \beta^{z-1} d\beta$  die Gammafunktion dar-

stellt. Die Eins in Gl. (12) kann für alle experimentell zugängliche Temperaturen vernachlässigt werden, so daß Gl. (12) mit der experimentell aufgestellten



Gl. (1) identisch wird, wenn man  $y_0 = 0$  und

$$\alpha = \kappa k T, \quad (13)$$

$$C = \lambda \frac{A}{\kappa} \Gamma(1 - \kappa k T) v^{\kappa k T} \quad (14)$$

setzt.

In einer gewissen Näherung läßt sich dieses Ergebnis auch anschaulich herleiten. In Abb. 1 ist neben einer beliebig vorhandenen Verteilungsfunktion  $f_0(U)$  der Ausdruck  $e^{-v t} e^{-U/k T}$  in Abhängigkeit von  $U$  dargestellt (ausgezogene Kurve), das Produkt dieser bei-

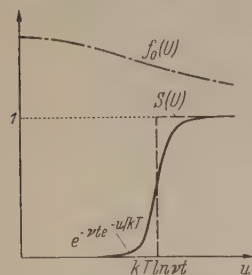


Abb. 1. Änderung der Aktivierungsenergie während des Kriechens.

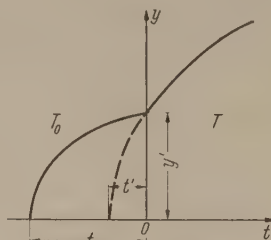


Abb. 2. Kriechen bei sprunghaftem Temperaturwechsel.

den Funktionen ergibt gemäß Gl. (8) die Verteilungsfunktion  $f(U)$  zur Zeit  $t$ . Bei konstanter Temperatur verschiebt sich die ausgezogene Kurve  $a$  mit zunehmender Zeit streng parallel zu größeren Aktivierungsenergien, so daß das Integral (8) und damit die Dehnung zeitlich wachsende Werte annimmt. Nun ist die doppelte Exponentialfunktion aber entweder praktisch gleich Eins oder praktisch gleich Null mit Ausnahme eines Bereiches in der Nähe des Wendepunktes

$$U_w = k T \ln v t. \quad (15)$$

Da die Steigung dieser Funktion im Wendepunkt proportional  $1/T$  geht, läßt sich für nicht zu hohe Temperaturen die doppelte Exponentialfunktion durch eine in  $U_w$  unstetige Funktion  $S(U)$ , die die Werte

$$\left. \begin{aligned} S &= 0 \quad \text{für } U < k T \ln v t \\ S &= 1 \quad \text{für } U > k T \ln v t \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

annimmt (Abb. 1, gestrichelte Kurve), ersetzen.

Das Integral (8) nimmt dann im Falle der Verteilungsfunktion (11) die Form

$$y(t) = \lambda A \int_0^{k T \ln v t} e^{\kappa U} dU = \lambda \frac{A}{\kappa} \{ (v t)^{\kappa k T} - 1 \} \quad (17)$$

an. Im Falle von  $\Gamma(1 - \kappa k T) \approx 1$ , d. h. bei nicht zu hohen Temperaturen, werden die Ausdrücke (12) und (17) einander gleich. Es soll daher die Sprungfunktion und die daraus folgende Gleichung

$$y(t) = \lambda \frac{A}{\kappa} (v t)^{\kappa k T} \quad (18)$$

als Näherung benutzt werden, wo die strenge Rechnung analytisch zu schwerfällig wird. Im Rahmen dieser Näherung wirkt sich im Spektrum der Aktivierungsenergie das Fließen also lediglich so aus, daß sich die Sprungstelle gemäß (16) allmählich zu größeren Wer-

ten von  $U$  verschiebt, d. h. in jedem Augenblick tragen nur solche Stellen zum Fließen bei, deren Aktivierungsenergie gerade durch Gl. (15) gegeben ist. Es ist also sinnvoll, von einer Aktivierungsenergie  $\bar{U}$  des Fließens zu einem bestimmten Zeitpunkt zu sprechen.

Nach Gl. (6) ist die Zahl  $x_0$  der Stellen, die einen Gleitschritt, auslösen können, für  $f_0(U) = A e^{-\kappa U}$  unendlich groß, obwohl  $x_0$  für einen endlichen Kristall eine beschränkte Größe sein muß. Da jedoch nur die Stellen mit einer Aktivierungsenergie in der Nähe von  $U$  zum Fließen beitragen, kann  $f_0(U)$  für die Werte von  $U$ , die groß gegen  $k T \ln v t$  sind einen beliebigen anderen Verlauf haben, ohne daß das parabolische Fließen bis zur Zeit  $t$  gestört ist.

### 3. Fließen bei konstanter Spannung und wechselnder Temperatur.

Läßt man eine Probe während der Zeit  $t_0$  bei der Temperatur  $T_0$  fließen und bringt sie dann plötzlich bei gleichbleibender Spannung auf eine andere Temperatur  $T$ , so erhält man aus Gl. (7), (8) und (11) für die Fließgeschwindigkeit  $v$  unmittelbar nach der Temperaturänderung

$$v = \lambda v A \int_0^{\infty} e^{\kappa U} e^{U/k T} e^{-v t_0} e^{-\kappa k T_0} dU, \quad (19)$$

oder nach Ausführung der Integration

$$v = \lambda v T_0 (v t_0)^{\kappa k T_0} \Gamma(T_0/T - \kappa k T_0) e^{-\frac{k T_0 \ln v t_0}{k T}}. \quad (20)$$

Soweit die Temperaturabhängigkeit des Faktors  $\Gamma(T_0/T - \kappa k T_0)$  gegenüber der Exponentialfunktion vernachlässigt werden kann, ist die Temperaturabhängigkeit für  $v$  wie zu erwarten durch die Aktivierungsenergie  $U_w$  nach Gl. (15) gegeben.

Es interessiert jedoch nicht nur die Fließgeschwindigkeit im ersten Augenblick nach der Temperaturänderung, sondern auch die volle Abhängigkeit der bei der Temperatur  $T$  erfolgenden Dehnung  $y_1$  von der von dem Temperatursprung an gezählten Zeit  $t$ . Die strenge Rechnung führt auf analytisch nicht auswertbare Integrale, jedoch ergibt die Näherung mit Hilfe der Sprungfunktion, daß auch nach dem Temperaturbadwechsel das Fließen parabolisch erfolgt. Die Sprungstelle in der Verteilungsfunktion (Abb. 1) bewegt sich nämlich genau so weiter nach größeren Aktivierungsenergien hin, als wenn die gesamte Dehnung gleich bei der Temperatur  $T$  stattgefunden hätte. Es hätte lediglich zur Erreichung der beim Temperaturbadwechsel vorhandenen Dehnung  $y'$  statt der Zeit  $t_0$  der Zeit  $t'$  bedurft (Abb. 2), die sich aus (18) gemäß

$$y' = \lambda \frac{A}{\kappa} (v t_0)^{\kappa k T_0} = \lambda \frac{A}{\kappa} (v t')^{\kappa k T} \quad (21)$$

berechnet. Für die Gesamtdehnung  $y$  ergibt sich somit

$$y = \lambda \frac{A}{\kappa} \{ v (t + t') \}^{\kappa k T} = \lambda \frac{A}{\kappa} \{ v t + (v t_0)^{T_0/T} \}^{\kappa k T}. \quad (22)$$

### 4. Die Spannungsabhängigkeit des Fließens und die mechanische Zustandsgleichung.

Während nach unserem Modell eine Änderung der Temperatur lediglich eine Änderung der Zeit, nach der an einer aktivierbaren Stelle ein Gleitschritt eingeleitet wird, bewirkt, muß wohl angenommen werden, daß eine Änderung der Spannung die Aktivierungsenergie einer solchen Stelle selbst verändert. Die



Länge  $\lambda$  eines Gleitschrittes soll hingegen im Folgenden als im Wesentlichen durch geometrische Faktoren bedingt und damit spannungsabhängig angenommen werden. Die Verteilungsfunktion  $f_0(U)$  ist demnach noch eine Funktion der Spannung  $f_{0\sigma}(U)$ .

Eine Durchsicht des umfangreichen bisher vorliegenden experimentellen Materials über Kriechkurven bei konstanter Spannung zeigt, daß innerhalb eines großen Spannungsbereiches das Fließgesetz (1) gilt und der Exponent  $\alpha$  als spannungsunabhängig angenommen werden kann [2], [3], [5]. Das bedeutet, daß der Ausdruck für  $f_{0\sigma}(U)$  auch die Form (11) besitzen muß, wobei  $A$  eine Funktion der Spannung,  $\kappa$  hingegen spannungsunabhängig ist. Es ist deshalb sinnvoll, als Verteilungsfunktion bei der Spannung Null

$$f_{0\sigma}(U) = A_0 e^{\kappa U} \quad (23)$$

anzusetzen, wenn auch das Fließen bei sehr kleiner Spannung etwas anders verlaufen wird und hier nicht diskutiert werden soll [2]. Bei Anlegen einer Spannung soll nun bei allen zu der Aktivierungsenergie  $U$  gehörigen Stellen diese um den Betrag  $u_\sigma(U)$  erniedrigt werden. Es gilt dann:

$$f_{0\sigma}(U) = f_{00}(U + u_\sigma); \quad u_\sigma = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{A(\sigma)}{A_0}. \quad (24)$$

Durch Anlegen einer Spannung wird also nur die Verteilungsfunktion der Aktivierungsenergien nach kleineren Aktivierungsenergien hin verschoben.

Die Spannungsabhängigkeit der Größe  $u_\sigma$  wird durch diese Theorie nicht festgelegt. Jedoch steht der wohl einzige bisher quantitativ diskutierte, aber wohl noch niemals experimentell bestätigte, Ansatz für die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie, nämlich der von R. BECKER [16] mit

$$U - u_\sigma = \frac{V}{2E} (\sigma_0 - \sigma)^2$$

im Widerspruch zu dieser Theorie. Der daraus folgende Ausdruck

$$u_\sigma(U) = 2\sigma \sqrt{\frac{V}{2E}} \sqrt{U - \frac{V}{2E}} \sigma^2$$

besitzt nicht die Form (24).

Das hier vorgegebene Modell kann prinzipiell eine spontane Anfangsdehnung  $y_0$  gemäß Gl. (1) liefern. Wenn nämlich für eine Reihe aktivierbarer Stellen die Größe  $u_\sigma$  größer als  $U$  wird, so gelangt man zu negativen Aktivierungsenergien. Das bedeutet, daß die entsprechenden Gleitschritte ohne thermische Mitwirkung, d. h. in einer Zeit von  $1/\nu$  nach Anlegen der Spannung eingeleitet worden sind. Die dadurch bewirkte Dehnung ist jedoch, wie hier nicht extra bewiesen werden soll, stets klein gegen die in realisierbaren Zeiten stattfindende Kriechdehnung und somit zu vernachlässigen.

Im Rahmen der Näherungsbetrachtung (16) hängt die Fließgeschwindigkeit lediglich nach Ablauf irgendeines Kriechvorganges von 3 Größen ab, nämlich

a) von der jeweiligen Lage der Sprungstelle in der Verteilungsfunktion  $f_{00}(U)$ , diese ist aber durch die gesamte Dehnung  $y$  gegeben,

b) von der Spannung  $\sigma$ , die nach Gl. (24) die Größe der Aktivierungsenergie an der Sprungstelle bestimmt, und

c) von der Temperatur  $T$ , die nach (16) die Geschwindigkeit der Wanderung der Sprungstelle bestimmt.

Die 3 Größen  $y$ ,  $\sigma$  und  $T$  sind also als Zustandsgrößen für das plastische Verhalten aufzufassen. Durch Differentiation von Gl. (18) und Elimination der Zeit mit Hilfe derselben Gl. (18) erhält man die Fließgeschwindigkeit

$$v = \nu \kappa k T y \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \left( \frac{1}{\kappa} \ln y + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\kappa}{\lambda A} \right) \right\} \\ = p \exp \{ -\bar{U}/kT \} \quad (25)$$

als Funktionen von  $y$ ,  $T$  und über  $A$  auch von  $\sigma$ . Die Aktivierungsenergie

$$\bar{U} = \frac{1}{\kappa} \ln y + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\kappa}{\lambda A(\sigma)} \quad (26)$$

ist gerade die der Sprungstelle, wie man durch Einsetzen von (18) in (15) zeigen kann.

### 5. Vergleich mit der Erfahrung.

Bekanntlich kann die Deformationsgröße  $y$  streng nicht als Zustandsgröße für das plastische Verhalten angesehen werden, das plastische Verhalten eines Körpers nach einer Dehnung  $y$  richtet sich nach der Art und Weise, auf die diese Dehnung erreicht worden ist [17]. Jedoch ist in vielen Fällen, wie u. a. ZENER und HOLLOMAN [18] gezeigt haben, eine näherungsweise Betrachtung von  $y$  als Zustandsgröße in gewissen Variationsgrenzen der übrigen Zustandsparameter  $T$  und  $\sigma$  durchaus erlaubt. Recht eindrucksvoll wurde dieses in einer Arbeit von CARRECKER [5], die weiter unten besprochen werden soll, nachgewiesen. Die näherungsweise Gültigkeit einer solchen mechanischen Zustandsgleichung  $v = v(y, \sigma, T)$  wird jedoch auch von unserem Modell gefordert, Gl. (25) stellt den theoretischen Ausdruck dafür dar.

Eine Prüfung der hier gegebenen Theorie zur Deutung des parabolischen Kriechgesetzes (1) ist zunächst durch Prüfung der Temperaturabhängigkeit der Konstanten  $\alpha$  und  $C$  zu erreichen. Von den zahlreichen Arbeiten über den Kriechvorgang ist uns nur eine einzige, nämlich die oben genannte von CARRECKER, bekannt, die ausführlich und exakt genug ist und vor allem ein genügend großes untersuchtes Temperaturintervall aufweist, um eine sichere Auswertung zu gestatten. CARRECKER hat bei Temperaturen zwischen  $-200$  und  $1300^\circ \text{C}$  und in einem Dehnungsbereich zwischen  $0,1$  und  $10\%$  das Fließen polykristalliner Platindrähte bei verschiedenen, aber im Verlaufe eines Versuches konstanten, Lasten gemessen.

Während verschiedene Autoren, vor allen ANDRADE [1], den Exponenten  $\alpha$  stets zu  $1/3$  angaben, fand ihn CARRECKER in Übereinstimmung mit der hier gegebenen Theorie (Gl. (13)) proportional zur absoluten Temperatur

$$\alpha = \frac{T}{T_S} \quad \text{also} \quad \kappa = \frac{1}{k T_S}, \quad (27)$$

wobei  $\kappa$  durch die absolute Schmelztemperatur  $T_S = 2050^\circ \text{K}$  des Platins zu  $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ 1/cal/mol}$  gegeben und also unabhängig von der angewandten Spannung war. Die weitere Auswertung der Temperatur- und der Spannungsabhängigkeit des Kriechens gestattet schließlich die Zusammenfassung aller Versuchsergebnisse zu der Zustandsgleichung

$$v = K y \exp \left\{ -\frac{1}{kT} (L + k T_S \ln y - N \ln \sigma) \right\} \quad (28)$$



( $K = 1,7 \cdot 10^7$  1/sec;  $L/k = 8,9 \cdot 10^4$  °K;  $N/k = 1 \cdot 10^4$  °K, wenn  $\sigma$  in  $PSI$  gemessen wird), die in der Arbeit von CARREKER selbst nicht explizit angegeben worden ist. Der Vergleich mit der theoretischen Gl. (25) zeigt völlige Übereinstimmung der Form. Aus der Konstanten  $K$  ergibt sich dabei für mittlere Temperaturen ( $T = 1/3 T_S$ ) für die Frequenz  $\nu$  die plausible Größenordnung  $\nu = 5 \cdot 10^7$  1/sec. MOTT und NABARRO [8] gelangen auf Grund von theoretischen Überlegungen zu einem Wert  $\nu \approx 10^8$ .

In der Arbeit von CARREKER ist der Exponent  $\alpha$  von der Spannung unabhängig. Dies scheint allgemeine Gültigkeit zu besitzen (vgl. z. B. [2] und [3]) und bedeutet im Rahmen dieser Theorie, daß die Spannung — in Übereinstimmung mit den meisten theoretischen Ansätzen — nur die Aktivierungsenergie  $\bar{U}$ , nicht aber den vor der Exponentialfunktion stehenden Faktor  $p$  (Gl. (25)) beeinflußt. Bei CARREKER nimmt  $\bar{U}$  linear mit dem Logarithmus der Spannung ab, der Vergleich mit der theoretischen Gl. (25) ergibt für  $A$  den Ausdruck

$$A(\sigma) = A_0 \sigma^{K/N} \quad (29)$$

in Übereinstimmung mit der durch Gl. (24) geforderten Form<sup>1</sup>.

Weitere Möglichkeiten zur Prüfung der Theorie bietet noch die Arbeit von LUCAS und MASING [3], die das Kriechen eines hartgezogenen polykristallinen Aluminiums bei konstanter Last beobachteten. Insbesondere untersuchten sie das Verhalten nach sprungartigen Temperaturänderungen, wie sie in Kap. 3 beschrieben worden sind. Sie konnten dabei nachweisen, daß die auf diese Weise aus dem Verhältnis der Fließgeschwindigkeiten unmittelbar vor und nach dem Temperatursprung direkt bestimmte Aktivierungsenergie linear mit dem Logarithmus der Dehnung zunimmt, wie es die vorliegende Theorie (Gl. (26)) verlangt. Dabei ergibt sich bei Auswertung nach Gl. (26) für  $K$  ein Wert von  $1,4 \cdot 10^{-4}$ , also von der gleichen Größenordnung wie der von CARREKER.

Nach Gl. (15) erwartet man bei Zimmertemperatur nach 100 bis 1000 Sekunden Kriechdauer bei  $\nu = 10^8 \frac{1}{\text{sec}}$  eine Aktivierungsenergie von 15 200 cal/Mol. LUCAS und MASING fanden an Aluminium einen Wert von etwa 18 000 und an polykristallinem Kupfer einen Wert von etwa 15 000 cal/Mol. In einer älteren Arbeit gaben BECKER und BOAS [11] einen nach der gleichen Methode gemessenen Wert von 16 000 cal/Mol für Kupfer an. Diese Werte scheinen, wenn man die Ungenauigkeit der Angabe von  $\nu$  in Betracht zieht, ein Argument für die Richtigkeit dieser zu Gl. (15) führenden Vorstellungen zu sein.

Schließlich erhielten LUCAS und MASING für den Verlauf der Dehnung nach einer sprunghaften Temperaturerhöhung ebenfalls — wie das Gl. (21) fordert — ein parabolisches Kurvenstück, wobei der Scheitel der Parabel bei einer vom Versuchsbeginn abweichenden Zeit  $t'$  lag. Eine Auswertung bisher nicht veröffentlichter Messungen ergab ein gute Bestätigung der Gl. (21).

Das vorliegende Modell liefert, wie erwähnt, nur eine äußerst kleine praktisch nicht erkennbare spon-

tane Anfangsdehnung  $y_0$ . Experimentell bestehen da noch Unklarheiten. Während manche Autoren eine solche Dehnung von der Größenordnung der späteren Kriechdehnung angeben, [1], [2], [19], fehlt diese bei anderen Autoren, z. B. gerade bei den sehr exakt durchgeführten Arbeiten von CARREKER [5] und LUCAS und MASING [3], im Rahmen der Meßgenauigkeit völlig.

Schließlich soll noch erwähnt werden, daß manche Forscher nach längeren Kriechzeiten einen Übergang vom parabolischen Kriechen zum logarithmischen Kriechen gemäß Gl. (10a) finden, was in unserem Modell einen Übergang von der exponentiellen Verteilungsfunktion zur konstanten Verteilung bedeutet.

Zusammenfassend kann man wohl sagen, daß die wohl gründlichste aller Arbeiten über Kriechvorgänge, nämlich die von CARREKER, eine sehr gute Bestätigung der hier gegebenen Theorie darstellt. Auch sonst scheinen die Folgerungen der Theorie mit dem bisher vorliegenden, allerdings unvollständigen, Erfahrungsmaterial übereinzustimmen. Direkte Widersprüche konnten nicht gefunden werden.

## 6. Physikalische Bedeutung des angewandten Formalismus.

Trotz guter Übereinstimmung mit den Experimenten bleibt die vorliegende Theorie natürlich unbefriedigend, solange nicht folgende beiden Fragen beantwortet sind:

1. Um was für einen Mechanismus, der die Aktivierungsenergie  $U$  benötigt, handelt es sich überhaupt?
2. Wie kommt die exponentielle Verteilung der Aktivierungsenergie  $U$  zustande?

Die atomistische Theorie der plastischen Deformation steckt noch zu sehr in den Anfängen, um diese Fragen eindeutig beantworten zu können.

Nach MOTT und NABARRO [8] und SMITH [10], besteht der thermisch zu aktivierende Elementarvorgang des Kriechens darin, daß sich ein Teil einer Versetzungslinie durch ein Gebiet einer inneren Spannung  $\tau_i$ , die der äußeren Schubspannung  $\tau_a$  entgegengerichtet und dem Betrag nach größer als diese ist, bewegen muß. Aus der Verteilung der inneren Spannung  $\tau_i$  folgt die Verteilungsfunktion für die Aktivierungsenergien. Dieser Mechanismus, bei dem also die Versetzungswanderung den geschwindigkeitsbestimmenden Vorgang darstellt, muß wohl auf Materialien beschränkt werden, bei denen infolge stärkerer vorangegangener Verformung oder infolge von Ausscheidungen bereits ein Spektrum von Eigenspannungen vorliegt.

Für spannungsfreie Materialien gibt HAASEN [14] als Elementarprozeß des Kriechens die Bildung eines Versetzungsringes um eine FRANCK-READ-Quelle [20] an. Die Aktivierungsenergie ergibt sich dabei für die beim Kriechen hauptsächlich wirkenden großen Quellenlängen zu [14]

$$U = 2 \varepsilon (l_a - l) \quad (30)$$

mit

$$l_a = 2 \varepsilon / \lambda \tau_a.$$

Dabei ist  $l$  die Länge der Versetzungslinie einer Quelle,  $\lambda$  die Länge eines Gleitschrittes von etwa  $2,5 \cdot 10^{-8}$  cm,  $\tau_a$  die äußere Schubspannung und  $\varepsilon$  die Energie einer Versetzung pro Längeneinheit der Versetzungslinie,

<sup>1</sup> Geht man mit diesem Ausdruck in Gl. (25) ein, so ergibt sich bei konstant gehaltener Fließgeschwindigkeit ein parabolischer Verfestigungsverlauf  $\sigma = \sigma(y)$ .



die mit dem Schubmodul  $G$  durch  $G\lambda^2$  der Größenordnung nach gegeben ist.

Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, daß sich für vielkristalline Materialien die entscheidenden Vorgänge überhaupt an den Korngrenzen abspielen.

Zu der Verteilungsfunktion  $f(U)$  ist grundsätzlich zu sagen, daß sie nicht bereits vor Beginn des Versuches fest vorhanden zu sein braucht, sondern daß sie sich möglicherweise erst während des durch Prozesse einer Aktivierungsenergie  $U$  bewirkten Fließens für die jeweils höheren Aktivierungsenergien aufbaut. Wegen der sehr allgemeinen Gültigkeit des parabolischen Fließgesetzes muß die exponentielle Verteilungsfunktion jedoch auf sehr allgemeinen Eigenschaften der Materialien beruhen. Es ist durchaus plausibel, daß Stellen, an denen ein Gleitschritt sehr bevorzugt einsetzen kann, seltener sind als solche die gegenüber den normalen Gitterbereichen weniger oder gar nicht bevorzugt sind, und es erscheint uns so möglich, daß die exponentielle Verteilung auf ganz allgemeinen wahrscheinlichkeitstheoretischen Gesichtspunkten beruht. In Ermangelung einer fest begründeten Theorie soll das an Hand einiger Deutungsmöglichkeiten erläutert werden.

1. Die Aktivierungsenergie in normalen Gitterbereichen betrage  $U_{\text{norm}}$ . Die Bereiche, die für die Einleitung eines Gleitschrittes in Frage kommen, sind mit irgend einer Fehlordnung behaftet und so in ihrer Energie um den Betrag  $\varepsilon$  erhöht. Es wird nun häufig angenommen, daß die Aktivierungsenergie an Stellen erhöhter Energie

$$U = U_{\text{norm}} - \varepsilon \quad (32)$$

beträgt. Ist die Zahl der Bereiche mit einer Energieerhöhung  $\varepsilon$  durch eine zu der Temperatur  $T_e$  gehörige, aber eingefrorene Boltzmannverteilung

$$F(\varepsilon) = \text{const } e^{-\varepsilon/kT_e}$$

gegeben, so würde mit Gl. (32)

$$f(U) = \text{const } e^{-(U_{\text{norm}} - U)/kT_e} = A e^{U/kT_e} \quad (33)$$

Bei den erwähnten Versuchen von CARREKER ergäbe sich für  $T_e$  gerade die Schmelztemperatur des Platins.

2. Der Zusammenhang zwischen Aktivierungs- und Eigenenergie eines Fehlbereiches ist mehr heuristischer Art und muß natürlich für einen betrachteten Elementarprozeß im Einzelnen verstanden werden. Das läßt sich leicht am Beispiel des Quellenmodells durchführen. Da die Eigenenergie einer Versetzungslinie ihrer Länge proportional ist, besitzt Gl. (30) die durch (32) geforderte Form und das parabolische Fließen würde bei Annahme eines Mechanismus auf einer durch eine BOLTZMANNsche Energieverteilung bewirkten Quellenlänge (für große Quellenlängen) beruhen.

3. Man kann auch ohne Benutzung eines eingefrorenen Gleichgewichtes zu einer exponentiellen Verteilung gelangen, wie wiederum am Quellenmodell erläutert werden soll. Die Verankerungspunkte der als Quellen wirkenden Versetzungslinien sollen irgendwie fest gegeben (z. B. als Ausscheidungen) und statistisch im Material verteilt sein, es soll nun gefragt werden nach der Wahrscheinlichkeit, daß z. B. im einfachsten Fall eine von einer Verankerung ausgehende, in der Gleitebene senkrecht zur Gleitrichtung verlaufende

Versetzungslinie erst im Abstand  $l$  von der herausgegriffenen Verankerung eine zweite Verankerung, an der sie dann hängen bleiben würde, trifft. Wegen der statistischen Verteilung ist die Wahrscheinlichkeit, in einem Abstandselement  $dl$  eine Verankerung zu treffen, für alle Elemente gleich groß, nämlich  $w dl$ , so daß die Abnahme der Verteilungsfunktion  $F(l)$  der Quellenlänge —  $dF(l) = F(l) w dl$  ist, was wiederum auf eine exponentielle Verteilung der Quellenlänge führt.

4. Es besteht noch die Schwierigkeit, daß selbst beim Vorliegen einer anfänglich exponentiellen Verteilung sich diese im Verlaufe der Dehnung ändert, wenn aktivierbare Stellen nach ihrer ersten Betätigung sich auch weiterhin, allerdings mit erhöhter Aktivierungsenergie, betätigen können. Beispielsweise wirkt eine FRANCK-READ-Quelle, nachdem sie den ersten Ring produziert hat und durch diesen Ring also etwas abgeschirmt wird, wie eine Quelle kleinerer effektiver Länge, d. h. erhöhter Aktivierungsenergie. Ist nun die Änderung der effektiven Länge bei einer solchen Betätigung klein gegen das gesamte während des betrachteten Fließens ins Spiel kommende Intervall der Längenänderung, so kann man annehmen, daß sich zu einem festen Zeitpunkt nicht nur Quellen der Länge  $l$  bzw. Aktivierungsenergie  $U$ , die gemäß Gl. (30) und (15) eigentlich an der Reihe wäre, betätigen, sondern auch alle, deren ursprüngliche Länge größer bzw. deren ursprüngliche Aktivierungsenergie kleiner war. Aus der anfänglich vorliegenden Verteilungsfunktion  $\varphi(U) = A' e^{U/kT_e}$  erhält man die effektive, d. h. tatsächlich beim Fließen zu beobachtende Verteilungsfunktion

$$f(U) = \int_0^U \varphi(U) dU = A e^{U/kT_e}$$

die also ebenfalls exponentiellen Charakter hat und somit ein parabolisches Fließen gewährleisten würde.

### Zusammenfassung.

Es wird das Kriechen der Metalle zunächst vom Standpunkt der formalen „Erschöpfungstheorie“ betrachtet und gezeigt, daß eine exponentielle Verteilung der Aktivierungsenergie zu dem häufig beobachteten ANDRADESchen parabolischen Kriechgesetz  $y = Ct^\alpha$  ( $y$  = Dehnung,  $t$  = Zeit,  $C$  und  $\alpha$  Konstanten) führt. Der Einfluß von Temperatur und Spannung wird diskutiert. Die verschiedenen Aussagen der Theorie werden mit den vorliegenden experimentellen Ergebnissen verglichen, sie stimmen gut überein. Schließlich werden noch die physikalischen Ursachen des Kriechvorganges und der exponentiellen Verteilung diskutiert.

Herrn Prof. Dr. G. MASING und Herrn Dr. P. HAASEN sind wir für anregende Diskussionen sehr dankbar.

**Literatur.** [1] ANDRADE, E. N. DA C.: Proc. Roy. Soc. A 84, 1 (1911) und 90, 329 (1914), Rep. Conf. Strength of Solids, Bristol 20 (1948). — [2] KUHLMANN D. u. G. MASING: Z. Metallkde 39, 361 (1948). — [3] LUCAS, G. u. G. MASING: Z. Metallkde 43, 341 (1952). — [4] COTTRELL, A. H. u. V. AYTEKIN: J. Inst. Metals 77, 389 (1950). — [5] CARREKER, R. P.: J. appl. Phys. 21, 1289 (1950). — [6] HENDERSON, C.: Proc. Roy. Soc. A 206, 72 (1951); SIEBEL, E. u. M. ULRICH: Z. VDI 76, 659 (1932). — [7] OROWAN, E.: West Scotland Iron and Steel Inst. 54, 45 (1947). — [8] MOTT, N. F. u. F. R. N. NABARRO: Rep. Conf. Strength of Solids, Bristol 1 (1948). — [9] COTTRELL, A. H.: J. Phys. Mech. Solids 1, 53 (1952). — [10] SMITH, C. L.: Proc. Phys. Soc. 61, 201 (1948). — [11] BECKER, R. u. W. BOAS: Metallwirtsch. 8, 317 (1929). — [12] Vgl. z. B. COTTRELL, A. H.: in Progress in



Metal Physics, London 1, 77, (1949). — [13] WOOLLEY, R. L.: Rep. Conf. Strength of Solids, Bristol 51 (1948). — [14] HAASEN, P.: Diplomarbeit, Göttingen 1951. — [15] DAVIS, M. u. N. THOMPSON: Proc. Phys. Soc. B 63, 847 (1950). — [16] BECKER, R.: Phys. Z. 26, 919 (1925). — [17] KOCHENDÖRFER, A. Plastische Eigenschaften von Kristallen und mechanischen Werkstoffen, Berlin (1941). — [18] ZENER, C. u. I. H. HOLLOMAN: J. appl. Phys. 17, 69 (1946). — [19] KORNFIELD, M.:

Phys. Z. Sowjet. 18, 605 (1936). — [20] FRANK, F. C. u. W. T. READ: Symp. Plast. Deformation of Cryst. Solids 44 (1950). — [21] OROWAN, E.: Z. Phys. 89, 605 (1934); 97, 573 (1935). — [22] WEIK, H.: Dissertation, Göttingen 1953. — [23] FILON, N. L. G. u. H. T. Jessop: Phil. Trans. Roy. Soc. A 223, 89 (1928).

Dr. GERHARD LUCAS und Dr. KURT LÜCKE,  
Institut f. allgem. Metallkunde der Universität Göttingen.

## Relaxationserscheinungen der irreversiblen Magnetisierungsvorgänge in hochpermeablen Ferriten.

(Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart.)

Von THEODOR EINSELE, Stuttgart.

Mit 24 Textabbildungen.

(Eingegangen am 8. August 1953.)

### 1. Einleitung.

In den letzten Jahren haben einige Gebiete der modernen Nachrichtentechnik wie z. B. das Fernsehen, die Funkmeßtechnik oder die Nachrichtenübertragung durch Anwendung der verschiedenen Verfahren der Impulsmodulation erhebliche Bedeutung erlangt. Diese Nachrichtensysteme verwenden die verschiedensten Impulsformen, die sich gegenüber den einfachen Zeitfunktionen des Gleich- oder Wechselstromes dadurch auszeichnen, daß ein Strom- oder Spannungsstoß nur während einer sehr kurzen Zeit wirksam ist, während in der übrigen Zeit die elektrischen Kräfte null sind. Einen derartigen einmaligen Vorgang nennen wir einen Impuls. Wiederholt sich dagegen ein Strom- oder Spannungsimpuls periodisch oder angenähert periodisch, so sprechen wir von einem Puls. In der Nachrichtentechnik haben wir es meist mit solchen Pulsen zu tun, die wir durch die Amplitude  $A$ , die Impulsdauer  $t_0$  und die Pulsfrequenz  $f_p$  charakterisieren. Den Kehrwert der Pulsfrequenz nennen wir die Pulsperiode  $T_p = \frac{1}{f_p}$ . Diese ist in den weitaus

meisten Fällen wesentlich größer als die Impulsdauer  $t_0$ , so daß das Tastverhältnis  $v = t_0/T_p \ll 1$  ist.

Im Gegensatz zu sinusförmigen Zeitfunktionen, bei denen meist nur der eingeschwingene Zustand interessiert, haben wir es in der Impulstechnik praktisch nur mit Ein- und Ausschwingvorgängen zu tun, sofern das zu untersuchende Netzwerk Energiespeicher enthält, was ja streng genommen immer der Fall ist. Ist bei Pulsen das Tastverhältnis  $v$  sehr klein, so können wir uns auf die Vorgänge beim Einzelimpuls beschränken. Diese Ein- und Ausschwingvorgänge können wir entweder aus Wechselstrommessungen berechnen oder mit Hilfe des Gleichstrom-Schaltversuchs experimentell ermitteln.

Bei linearen Schaltelementen ist die Berechnung des Einschwingvorgangs mit Hilfe der Wechselstromgesetze und des FOURIERintegrals möglich z. B. [1]. Sind dagegen die Schaltelemente nichtlinear, so wird die genaue Berechnung unmöglich, man muß sich dann mit Näherungslösungen begnügen. In diesen Fällen kann jedoch die Messung weiterhelfen und uns Hinweise für die Rechnung geben.

Im Rahmen dieser Arbeit soll das Verhalten verschiedener Ferrite in Abhängigkeit von der Induktionsgeschwindigkeit untersucht werden.

### 2. Der Schaltversuch mit Gleichspannungs-Rechteckimpulsen.

Wir werden im folgenden die im Impulsbetrieb an einer Spule mit magnetischem Kern meßbaren Größen, die Induktion und die Feldstärke, im Unterschied zu den statischen Größen mit  $\bar{B}$  und  $\bar{H}$  bzw. die am Ende eines Einzelimpulses erreichten Endwerte mit  $\Delta\bar{B}$  und  $\Delta\bar{H}$  bezeichnen. Dabei sei im Hinblick auf die weiter unten gemachten Ausführungen vorweggenommen, daß die Größen  $\bar{B}$  und  $\bar{H}$  in einem Koordinatensystem gelten, dessen Ursprung im Arbeitspunkt liegt, von dem aus die Impulsschleifen durchfahren werden.

Der Einschwingvorgang bei einem einzelnen Gleichspannungs-Rechteckimpuls ist bei  $R_m = 0$  und einer widerstandslosen Spule nach Abb. 1 durch das Induktionsgesetz gegeben:

$$u = w \cdot F \cdot \frac{d\bar{B}}{dt} = U_0. \quad (1)$$

Die Induktion  $\bar{B}$  steigt zeitlinear an, unabhängig von den Eigenschaften des magnetischen Werkstoffs.



Abb. 1. Ersatzschaltbild zur Berechnung des Einschwingvorgangs bei einem einzelnen Gleichspannungs-Rechteckimpuls.

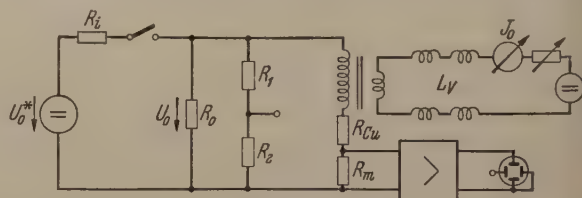


Abb. 2. Meßschaltung.

Diese müssen sich im aufgenommenen Magnetisierungsstrom äußern, den wir an einem kleinen Meßwiderstand  $R_m$  in Reihe zur Spule messen können, Abb. 2. Die Messung mit dem Schaltversuch liefert uns somit die Funktion  $\bar{H} = g(\bar{B})$  bei zeitlinearem Induktionsanstieg, im Gegensatz zur statischen Messung  $B = f(H)$ , bei der wir die Feldstärke  $H$  in kleinen Sprüngen vorschreiben und die sich einstellende Induktion mit einem ballistischen Galvanometer oder mit dem Fluxmeter messen. Wir können voraussetzen, daß beide Meßverfahren einander gleichwertig sind, d. h. daß zwischen der Induktion und der



feldstärke ein eindeutiger Zusammenhang besteht, und aus der Verschiebung der dynamischen Kurven gegenüber der statischen gewisse Schlüsse auf die Eigenschaften des Ferromagnetikums ziehen.

Beim Einschwingvorgang ist die Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{dB}{dt}$ , abgesehen von kleinen Korrekturen durch den endlichen Innenwiderstand  $R_i$  der Quelle, den Kupferwiderstand  $R_{Cu}$  der Wicklung und den Meßwiderstand  $R_m$ , durch die frei wählbaren Größen Spannung  $U_0$ , Windungszahl  $w$  und Kernquerschnitt  $F$  gegeben. Anders dagegen beim Ausschwingvorgang, der je nach Abschluß des Generators schnell oder langsam verläuft. In praktischen Schaltanordnungen mit Impulsübertragern ist der Generatorabschluß meist sehr niederohmig. Wenn wir zum Grenzfall, also dem Kurzschluß am Impulsende, übergehen, den wir durch einen Umschalter in unserem Ersatzschaltbild Abb. 1 darstellen können, so klingt der am Impulsende aufgenommene reine Magnetisierungsstrom unendlich langsam ab. Wenn dieser Grenzfall auch praktisch nicht erreicht wird, so ist doch die Induktionsgeschwindigkeit in der Impulspause um Größenordnungen kleiner als während der Impulsdauer. Wir können daher den Ausschwingvorgang als statischen Vorgang betrachten, und uns im folgenden nur auf die dynamischen Vorgänge während der Impulsdauer beschränken.

Da die Schaltversuche nur mit periodisch wiederkehrenden Impulsen durchgeführt werden können, beschränken wir uns aber auf die Vorgänge beim Einzelimpuls betrachten, müssen wir die Pulsfrequenz  $f_p$  so klein halten, daß beim Eintreffen eines neuen Impulses im Prüfling keine Restenergie mehr vom vorhergehenden enthalten ist.

### 3. Die Meßapparatur.

Zur Durchführung der Messung verwenden wir einen Impulsmeßplatz [2], der aus einem Puls-generator und Pulsoszillographen mit Zubehör besteht. Der Pulsgenerator liefert Gleichspannungs-Rechteckimpulse mit stetig veränderlicher Dauer von 0,5—50  $\mu s$ , die Pulsfrequenz kann unabhängig davon im Bereich von 10 Hz—2000 Hz variiert werden, die Ausgangsspannung ist regelbar von 50—300 V, der Innenwiderstand liegt im Mittel bei etwa 15  $\Omega$ , die maximale Ausgangsleistung beträgt 250 W. Der Pulsoszillograph gestattet eine hohe Zeitauflösung des Einzelimpulses, so daß dieser, sowie der aufgenommene Magnetisierungsstrom durch Anwendung eines Kompensationsverfahrens mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann. Der absolute Meßfehler der gesamten Apparatur ist  $\leq \pm 5\%$ . Abb. 2 zeigt die Meßschaltung, bei welcher der Impulsgenerator durch die Urspannungsquelle  $U_0$  und den Innenwiderstand  $R_i$  dargestellt ist. Der Widerstand  $R_0$  ist ein niederohmiger Belastungswiderstand; am Spannungsteiler  $R_1, R_2$  wird die Spannung  $U_0$  und am Meßwiderstand  $R_m$  die dem Magnetisierungsstrom  $i$  proportionale Spannung  $u_m$  gemessen. Da  $R_m$  aus obengenannten Gründen möglichst klein sein soll, ist auch  $u_m$  klein, so daß wir die Meßspannung vorher in einem Meßverstärker verstärken müssen, um ein genügend großes Bild auf dem Schirm der Kathodenstrahlröhre zu erhalten. Über eine Sekundärwicklung und eine Drosselkette  $L_0$  kann der Kern vormagnetisiert werden.

### 4. Der langsame Einschwingvorgang, der Arbeitspunkt.

Unterwerfen wir einen entmagnetisierten, mit Hysterese behafteten, magnetischen Werkstoff der Magnetisierung mit einem Gleichspannungspuls und sorgen dafür, daß die Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{dB}{dt}$

sehr klein ist, z. B.  $1 \frac{kG}{s}$ , der Werkstoff den Änderungen also noch quasistatisch zu folgen vermag, so findet ein langsamer Einschwingvorgang von Impuls zu Impuls statt, der schließlich zu einer stationären Schleife führt [3]. Abb. 3 zeigt diesen am Siferit

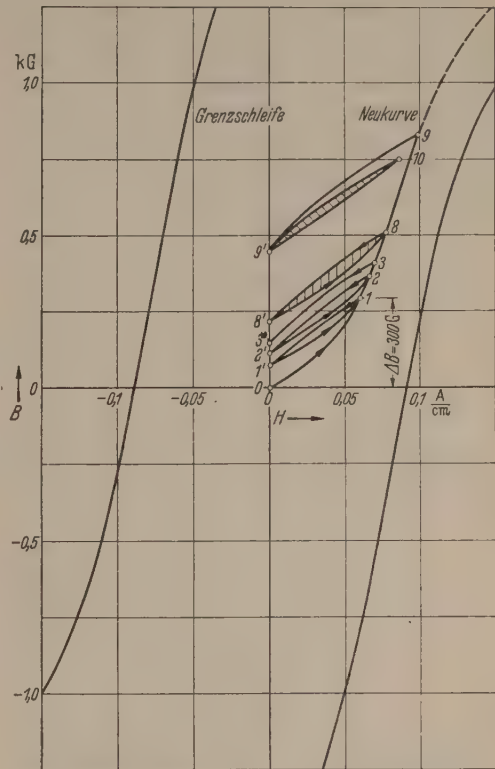


Abb. 3. Siferit 2000 Tr. 7. Der langsame Einschwingvorgang ohne Vormagnetisierung.

2000 Tr. 7 gemessenen statischen Einschwingvorgang vom entmagnetisierten Zustand aus bei einem Induktionshub von 300 G.

Am Ende des ersten Impulses erreicht die Induktion den Punkt 1 auf der Neukurve. Infolge Hysterese kehrt die Induktion nach Abklingen des Magnetisierungsstromes nicht zum Ausgangspunkt sondern zum Punkt 1' zurück. Beim zweiten Impuls erhalten wir die Punkte 2 und 2' usw. Die Schleife ist dann stationär, wenn der vom Impuls geforderte Induktionshub  $\Delta B$  gleich der Induktionsabnahme während der Impulspause ist. Der Einschwingvorgang, der sich entlang der Neukurve vollzieht, ist in unserem Fall nach etwa 8 Impulsen beendet. Der Punkt 8', von dem aus die weiteren Schleifen durchfahren werden und den wir als Arbeitspunkt bezeichnen, liegt bei etwa 200 G, also innerhalb der Grenzschleife. Dieser Arbeitspunkt ist jedoch nicht fixiert wie überhaupt sämtliche Punkte innerhalb der Grenzschleife. Wird nämlich der vom Impuls geforderte Induktionshub  $\Delta B$  größer, so bleibt der Punkt 8' nicht erhalten, er verschiebt sich nach oben zum Remanenzpunkt hin, ohne jedoch bei wieder kleiner werdendem  $\Delta B$  auf seinen alten Wert zurückzukehren. In Abb. 3



wurde zur Demonstration des Gesagten der Induktionshub nur ein einziges Mal auf 600 G erhöht, der zum neuen Arbeitspunkt 9' führte, von dem aus die Schleifen mit einem Hub von 300 G ohne weiteren Einschwingvorgang stationär durchfahren werden. Man sieht leicht ein, daß auch der Punkt 9' kein fixierter

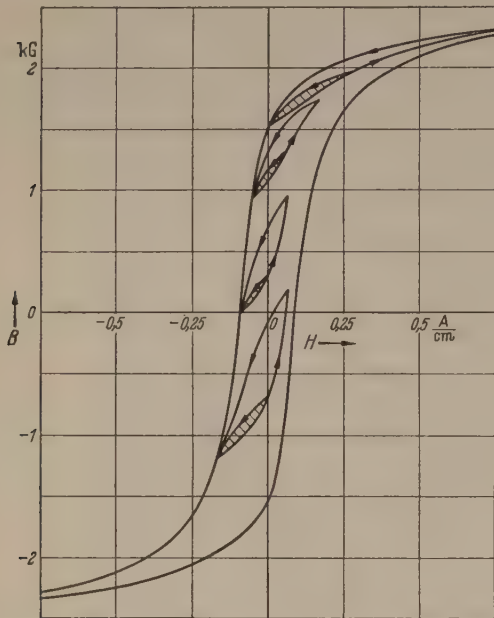


Abb. 4. Siferit 2000 Tr. 7. Statische Grenzschleife mit Sekundärschleifen.

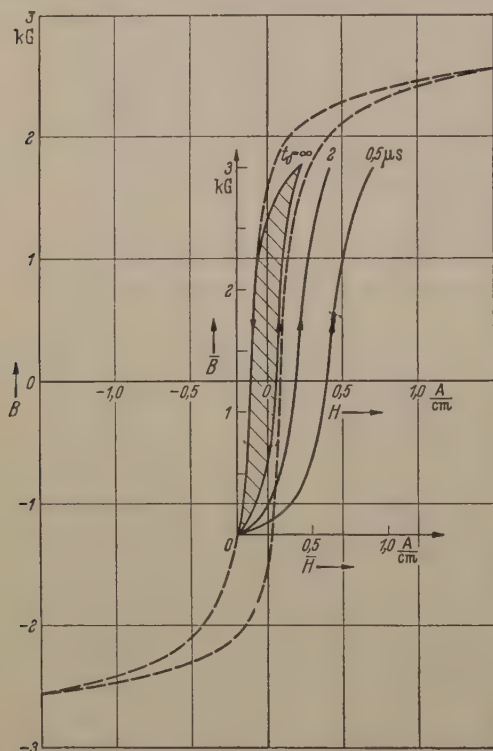


Abb. 5. Siferit 2000 Tr. 7. Grenzschleife mit statischer Sekundärschleife und aufsteigenden dynamischen Ästen.

Arbeitspunkt ist. Erst der Remanenzpunkt, der sich bei einer Sättigung des Werkstoffs im Sinne der Impulsmagnetisierung einstellt, ist fixiert. Ebenso sind auch alle übrigen Arbeitspunkte auf der Grenzschleife, die man nach einer Sättigung in Richtung der Impulsmagnetisierung durch Anwendung einer Vormagnetisierung erhält, unabhängig vom Induk-

tionshub fixiert (Abb. 4). Die von diesen Arbeitspunkten ausgehenden Sekundärschleifen haben gegenüber allen anderen Schleifen, deren Arbeitspunkt innerhalb der Grenzschleife liegen und dieselbe Ausgangsinduktion besitzen, die geringste Neigung. Dafür sind ihre Arbeitspunkte fixiert, während alle übrigen nicht sind.

Wir haben bei unserer Untersuchung des langsamen Einschwingvorganges zunächst vorausgesetzt, daß die Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{dB}{dt}$  während der Impulsdauer sehr klein ist. Es ist leicht einzusehen, daß der Einschwingvorgang, z. B. vom entmagnetisierten Zustand aus, auch bei großer Induktionsgeschwindigkeit wegen des erzwungenen Induktionshubes in der gleichen Zahl von Impulsen abläuft wie bei der statischen Messung. Die Punkte 1', 2' bis 8' der Abb. 3 stellen sich auch hier in den Impulspausen ein. Dagegen werden die dynamischen Endpunkte 1, 2, 3 usw. je nach Induktionsgeschwindigkeit infolge von Wirbelströmen oder anderer Effekte mehr oder weniger weit rechts von denen der Abb. 3 liegen.

##### 5. Die dynamische $\bar{B}\bar{H}$ -Kurve bei großer Induktionsgeschwindigkeit.

Bei der Aufnahme von Hystereseschleifen mit sinusförmiger Wechselinduktion werden die Schleifen bei höherer Frequenz immer breiter. Entsprechend erwarten wir bei der dynamischen Messung mit zunehmender Induktionsgeschwindigkeit eine Verschiebung des aufsteigenden dynamischen Astes der Hystereseschleife gegenüber dem statischen. Für die folgenden Untersuchungen setzen wir voraus, daß der langsame Einschwingvorgang beendet sei, d. h. daß die dynamischen Schleifen von einem fixierten Arbeitspunkt auf der Grenzschleife aus durchfahren werden. Abb. 5 zeigt die am Siferit 2000 Tr. 7 gemessene Grenzschleife mit einer statischen Sekundärschleife also  $t_0 = \infty$ , sowie aufsteigenden dynamischen Äste bei verschiedener Impulsdauer  $t_0$ . Der Arbeitspunkt, der den Ursprung unseres neuen  $\bar{B}\bar{H}$ -Koordinatensystems bildet, liegt auf der Grenzschleife. Der Induktionshub  $\Delta \bar{B}$  der statischen Sekundärschleife, sowie der dynamischen Äste beträgt 3 kG. Mit dem angeschriebenen Impulsdauer  $t_0$ , in welcher der Induktionshub von 3 kG durchlaufen wird, läßt sich die Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{d\bar{B}}{dt}$  angeben; bei  $t_0 = 0,5 \mu s$  beträgt sie  $6 \frac{kG}{\mu s}$ .

Die Ursachen für das Zustandekommen der gemessenen dynamischen Kurven können verschiedener Art sein. Wir wollen hier zwei Möglichkeiten:

- a) den Einfluß makroskopischer Wirbelströme,
- b) den Einfluß mikroskopischer Relaxationseffekte

auf die dynamische  $\bar{B}\bar{H}$ -Kurve näher untersuchen.

##### 6. Makroskopische Wirbelströme in dünnen Blechkernen.

Für Bleche, deren Blechdicke  $d_E$  im Vergleich zur Blechbreite sehr klein ist, ist eine exakte Berechnung der dynamischen  $\bar{B}\bar{H}$ -Kurve nur möglich, wenn die Permeabilität  $\mu$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\frac{1}{\rho}$  des Werkstoffs frequenz- und amplitudenunabhängig, sowie über den ganzen Querschnitt konstant sind.



Die infolge der elektrischen Leitfähigkeit auftretenden Wirbelströme verdrängen den magnetischen Fluß nach der Oberfläche der einzelnen Bleche, so daß die lokale Induktion über den Blechquerschnitt nicht mehr gleichmäßig zeitlinear zunimmt. Dies führt gegenüber der statischen Messung zu einer erhöhten Aufnahme von Magnetisierungsstrom. Für diesen Fall finden sich in der Literatur [4] Berechnungen der dynamischen Feldstärke  $\bar{H}$ , die sich aus einem statischen Anteil  $H$  und einer Wirbelfeldstärke  $H_w$  zusammensetzt:

$$\begin{aligned}\bar{H} &= H + H_w = H \left( 1 + \frac{H_w}{H} \right) \\ &= H \left[ 1 + \frac{\tau_w}{t} \left( 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \cdot e^{-\frac{n^2 \pi^2}{3} \cdot \frac{t}{\tau_w}} \right) \right]. \quad (2)\end{aligned}$$

Hierbei bedeutet  $\tau_w = \frac{\mu d_E^2}{12 \varrho_E}$  die Wirbelstromzeitkonstante, die mit der Grenzfrequenz der Wirbelströme [5]  $f_w = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{8 \varrho_E}{\mu d_E^2}$  in folgender Beziehung steht:

$$\tau_w = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{1}{f_w} \approx \frac{1}{10} \cdot \frac{1}{f_w}. \quad (3)$$

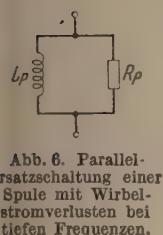


Abb. 6. Parallelschaltung einer Spule mit Wirbelstromverlusten bei tiefen Frequenzen.

Die Wirbelstromzeitkonstante  $\tau_w$  hat eine sehr anschauliche Bedeutung, die wir aus dem Parallelersatzschaltbild einer Spule mit Wirbelstromverlusten bei tiefen Frequenzen direkt ablesen können (Abb. 6):

$$\frac{L_p}{R_p} = \frac{\mu w^2 F/l}{12 \varrho_E w^2 F/l} = \frac{\mu d_E^2}{12 \varrho_E}. \quad (4)$$

Also ist

$$\frac{L_p}{R_p} = \tau_w.$$

Wir normieren die dynamische Feldstärke  $\bar{H}$  in Gl. (2) auf die statische Feldstärke  $\Delta H$  am Ende des Impulses, außerdem eliminieren wir in dem Ausdruck  $\frac{t}{\tau_w}$  die Zeit  $t$  durch die Impulsdauer  $t_0$  und die Induktion:

$$\frac{t}{\tau_w} = \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{t}{t_0} = \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B} \quad (5)$$

und erhalten damit, wenn wir für  $\frac{H}{\Delta H} = \frac{\bar{B}}{\Delta B}$  setzen, was wir für hysterese freies Material dürfen:

$$\begin{aligned}\frac{\bar{H}}{\Delta H} &= \frac{\bar{B}}{\Delta B} \left[ 1 + \frac{\tau_w}{t_0} \cdot \frac{\Delta B}{\bar{B}} \left( 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \cdot e^{-\frac{n^2 \pi^2}{3} \cdot \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B}} \right) \right] \\ &= \frac{\bar{B}}{\Delta B} \left[ 1 + \frac{\tau_w}{t_0} \cdot \frac{\Delta B}{\bar{B}} \cdot f \left( \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B} \right) \right]. \quad (6)\end{aligned}$$

Abb. 7 zeigt die Funktion  $f \left( \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B} \right)$ , die für Werte

des Arguments  $\frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B} > 1$  nahezu den Wert 1 annimmt.

In diesem Gebiet vereinfacht sich die Gl. (6) zu:

$$\frac{\bar{H}}{\Delta H} = \frac{\bar{B}}{\Delta B} \left[ 1 + \frac{\tau_w}{t_0} \cdot \frac{\Delta B}{\bar{B}} \right] = \frac{\bar{B}}{\Delta B} + \frac{\tau_w}{t_0}. \quad (7)$$

Abb. 8 zeigt den Einfluß makroskopischer Wirbelströme auf die normierte dynamische  $\frac{\bar{B}}{\Delta B}, \frac{\bar{H}}{\Delta H}$ -Kurve.

Die gestrichelt eingezeichneten Geraden stellen die Näherungen nach Gl. (7) dar, die für Werte  $\frac{t_0}{\tau_w} > 10$  mit dem genauen Kurvenanlauf recht gut übereinstimmen.

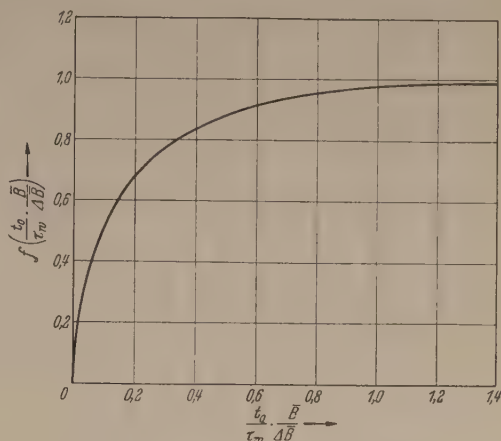


Abb. 7. Die Funktion  $f \left( \frac{t_0}{\tau_w} \cdot \frac{\bar{B}}{\Delta B} \right)$ .

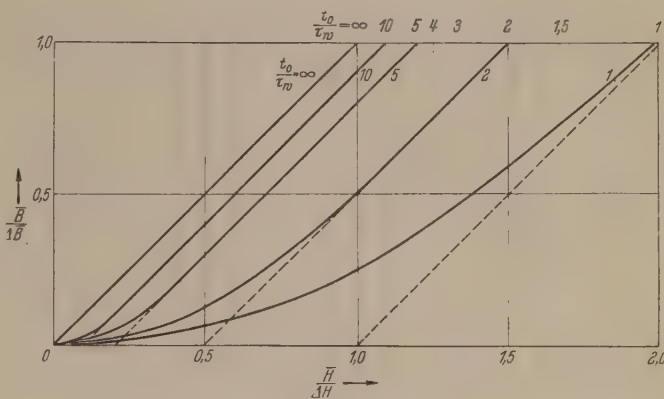


Abb. 8. Normierte dynamische  $\frac{\bar{B}}{\Delta B}, \frac{\bar{H}}{\Delta H}$ -Kurven bei makroskopischen Wirbelströmen.

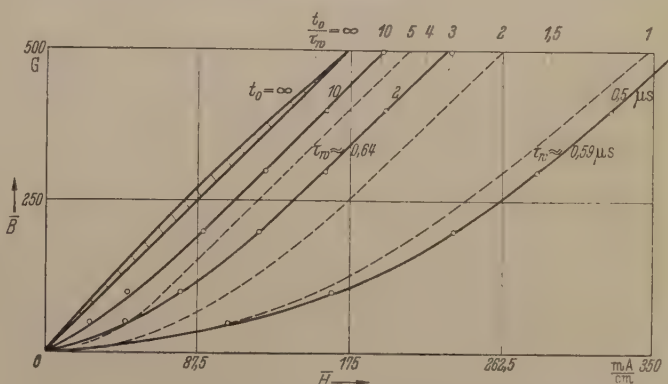


Abb. 9. Permenorm 3601 0,05 mm. Gemessene statische Schleife mit dynamischen Ästen.

Ferner ist für die Schnittpunkte der normierten dynamischen  $\frac{\bar{B}}{\Delta B}, \frac{\bar{H}}{\Delta H}$ -Kurve mit der waagerechten

Geraden  $\frac{\bar{B}}{\Delta B} = 1$  eine Skala für das Verhältnis  $\frac{t_0}{\tau_w}$  angeschrieben. In Abb. 9 sind die Meßergebnisse an einem Blechkern aus Permenorm 3601 bei 3 verschiedenen Impulsdauern  $t_0$ , einschließlich der statischen Schleife dargestellt. Der aufsteigende Ast der statischen Schleife ist praktisch eine Gerade. Trotzdem



ist unsere oben für die Berechnung des Wirbelstrom-einflusses gemachte Voraussetzung einer amplituden-unabhängigen Permeabilität infolge der endlichen Fläche der statischen Schleife nicht streng erfüllt. Das heißt aber, daß auch beim aufsteigenden Ast irreversible Vorgänge beteiligt sein müssen, die wohl zu einem linearen Ast der statischen  $BH$ -Kurve führen, aber die Bedingung der geforderten Frequenz-unabhängigkeit von  $\mu$  durchaus nicht zu erfüllen brauchen. Diese Tatsache wird uns später bei der Deutung unserer Meßergebnisse an Ferriten noch beschäftigen. Hier dürfen wir jedoch von dem irreversiblen Anteil, der auf Grund der sehr schmalen Schleife sicherlich unbedeutend klein sein wird, absehen.

Ob auch die anderen Voraussetzungen erfüllt sind, wurde nicht weiter nachgeprüft, doch zeigt die gute Übereinstimmung der Messung mit der Rechnung,

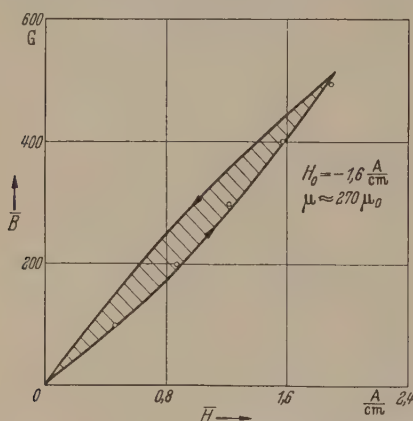


Abb. 10. Ferroxcube IV B. Statische Schleife und aufsteigender dynamischer Ast bei  $t_0 = 1 \mu\text{s}$ .

daß auch die übrigen Forderungen weitgehend erfüllt sein dürften. In Abb. 9 sind ferner einige Rechenkurven aus Abb. 8 eingezeichnet, sowie die Skala für  $\frac{t_0}{\tau_w}$ . Abgesehen vom Kurvenverlauf bei kleinen Induktionen, wo die Meßunsicherheit am größten ist, stimmt der Charakter der Kurven mit dem gerechneten sehr schön überein. An der Skala für  $\frac{t_0}{\tau_w}$  lesen wir folgende Werte ab:

$$t_0 = 2 \mu\text{s}: \quad \frac{t_0}{\tau_w} \approx 3,1 \quad \tau_w \approx 0,64 \mu\text{s}$$

daraus folgt:

$$t_0 = 0,5 \mu\text{s} \quad \frac{t_0}{\tau_w} \approx 0,85 \quad \tau_w \approx 0,59 \mu\text{s}$$

und als Mittelwert  $\tau_w \approx 0,62 \mu\text{s}$ . Die Berechnung der Wirbelstromzeitkonstante  $\tau_w$  nach Gl. (4) liefert mit  $\mu = 2270 \mu_0$ ,  $d_E = 0,05 \text{ mm}$ ,  $\varrho_E = 97 \mu\Omega \text{ cm}$  den Wert  $0,61 \mu\text{s}$ , in guter Übereinstimmung mit dem Meßwert.

Bei größeren Induktionshüben ist die statische  $BH$ -Kurve durch die irreversiblen Vorgänge der Hysterese sowie die Sättigung stark gekrümmt. Für diese Fälle ist eine exakte Berechnung des Wirbelstrom-einflusses nicht mehr möglich, so daß man sich mit Näherungslösungen begnügen muß [6]. Diese Lösungen stimmen nur zum Teil mit den Meßergebnissen überein und lassen auf weitere noch unbekannte Trägheitseffekte, vor allem der irreversiblen Vorgänge schließen.

## 7. Mikroskopische Relaxationsvorgänge bei Ferriten.

Die in den letzten Jahren stark weiterentwickelte Ferrite haben eine so geringe elektrische Leitfähigkeit, daß makroskopische Wirbelströme wie in Blechkernen in nennenswertem Ausmaß gar nicht auftreten können. Die elektrische Leitfähigkeit setzt sich dabei aus der Gleichstromleitfähigkeit und der Wechselstromleitfähigkeit, die durch den Verlustanteil  $\varepsilon_{RP}$  der komplexen Dielektrizitätskonstante  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_{CP} - j\varepsilon_{RP}$  hervorgerufen wird, zusammen [7]. Im allgemeinen ist die Wechselstromleitfähigkeit  $\omega \cdot \varepsilon_{RP}$  ein Vielfaches der Gleichstromleitfähigkeit, so daß wir letztere vernachlässigen können. Die Frequenzabhängigkeit der Wechselstromleitfähigkeit gestattet uns allerdings nur eine grobe Abschätzung der Wirbelstromzeitkonstanten  $\tau_w$ . Für einen Ringkern mit einem quadratischen Kernquerschnitt von  $5 \times 5 \text{ mm}$ , wie wir ihn zu unseren Messungen verwenden, ist die Voraussetzung  $d_E \ll b$  zur Anwendung der Gl. (4) zwar nicht gegeben, doch kann sie zur Abschätzung der Größenordnung von  $\tau_w$  benutzt werden. Mit  $\varrho_w = 100 \Omega \text{ cm}$ ,  $\mu = 2000 \mu_0$  erhalten wir  $\tau_w = 5 \text{ ns}$ . Dieser Wert, den wir für Ferrite mit den angegebenen Abmessungen als oberen Grenzwert ansehen dürfen, ist um etwa 2 Größenordnungen kleiner als unsere kürzeste Impulsdauer von  $0,5 \mu\text{s}$ .

Wenn also makroskopische Wirbelströme allein die dynamische  $\bar{B}\bar{H}$ -Kurve bei Ferriten bestimmen würden, so müßte diese praktisch mit der statischen zusammenfallen. Das ist auch bei verschiedenen Ferriten durchaus der Fall, wie z. B. in Abb. 10 an Ferroxcube IV B gezeigt ist.

Neben diesen Ferriten gibt es aber noch andere, deren dynamische Äste von den statischen ganz erheblich abweichen, wie schon in Abb. 5 gezeigt wurde. Es sind dies in erster Linie hochpermeable Ferrite, deren Anfangspermeabilität über  $1000 \mu_0$  liegt. Auch bei diesen Ferriten sind es sicher nicht makroskopische Wirbelströme, die zu den gemessenen Kurven führen.

Wir müssen vielmehr annehmen, daß es sich hier um Verzögerungen der Magnetisierung innerhalb der kleinsten magnetischen Bereiche handelt, also nicht wie bei den makroskopischen Wirbelströmen um eine Verdrängung des Flusses zur Oberfläche hin. Die lokale Induktion ist somit über den Kernquerschnitt konstant und nimmt während der Impulsdauer gleichmäßig zu. Die Ursache dieser Verzögerungen können z. B. Mikrowirbelströme [8] sein, die sowohl die reversiblen Wandverschiebungen, die Drehungen der magnetischen Spins wie auch die Barkhausensprünge abbremsen. Von einer Untersuchung der noch unbekannten Ursachen wollen wir hier absehen und lediglich annehmen, daß es sich um mikroskopische Relaxationen handeln möge.

Ehe wir die Meßergebnisse an verschiedenen hochpermeablen Ferritkernen zu einer Beschreibung der mikroskopischen Relaxationsvorgänge auswerten, wollen wir uns kurz die drei Hauptbereiche der Magnetisierung eines Werkstoffs noch einmal vergegenwärtigen:

1. Bereich der reversiblen Wandverschiebungen und Drehprozesse bei kleinen Feldstärken. Sie bestimmen die Anfangspermeabilität.

2. Bereich der irreversiblen Wandverschiebungen (Barkhausensprünge) bei kleinen und mittleren Feldstärken. Sie sind verantwortlich für die Hysterese.



3. Bereich der Sättigung, charakterisiert durch reversible Drehprozesse.

Wir haben also zwei Bereiche, in denen vornehmlich reversible Vorgänge stattfinden und einen Bereich, in dem je nach Art des Werkstoffs die reversiblen oder irreversiblen Vorgänge ausschlaggebend sein können. Die reversiblen sind dadurch gekennzeichnet, daß zwischen  $B$  und  $H$  ein linearer Zusammenhang besteht, gleichgültig in welcher Richtung gemessen wird. Bei irreversiblen Prozessen entsteht immer eine Schleife mit endlichem Flächeninhalt, aus deren Form man gewisse Aussagen über die Statistik der BARKHAUSENSprünge machen kann [9]. Meist kommen reversible und irreversible Vorgänge nicht getrennt voneinander vor, so daß ihr dynamisches Verhalten nicht einzeln untersucht werden kann. Die Schwierigkeit besteht dann in der Trennung der beiden Vorgänge voneinander, die nur mit gewissen Näherungen gelingt.

8. Meßergebnisse an hochpermeablen Ferritkernen.

Alle hier untersuchten hochpermeablen Ferritkerne zeigen eine mehr oder minder beträchtliche Ab-

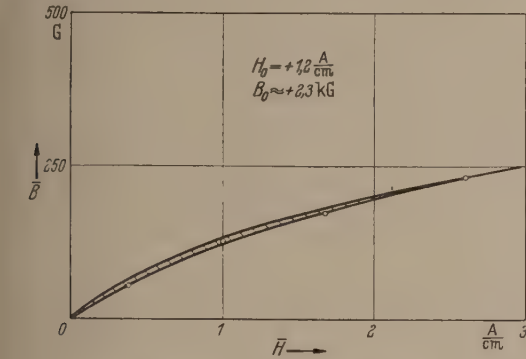


Abb. 11. Siferit 2000 Tr. 7. Statische Schleife und aufsteigender dynamischer Ast bei  $t_0 = 0,5 \mu s$  im Sättigungsgebiet.

weichung des dynamischen Astes vom statischen. Die Messung rein irreversibler Vorgänge ist im allgemeinen nur im Bereich der Sättigung möglich, weil im Gebiet der Anfangspermeabilität schon bei sehr kleinen Amplituden irreversible Vorgänge in beträchtlichem Maße beteiligt sein können. Während man Brückenmessungen mit Wechselstrom noch bei sehr kleinen Feldstärken in der Größenordnung von  $1 \frac{mA}{cm}$  und darunter durchführen kann, ist dies bei Messungen mit Impulsen wegen der dann erforderlichen hohen Verstärkung kaum möglich. Unter kleinen Amplituden verstehen wir in der Impulstechnik daher Induktionshübe, die in der Größenordnung von 100 G liegen, große Amplituden umfassen Hübe von einigen kG bis zur Sättigung des Werkstoffs. Gegenüber den Blechkernen ist die Sättigungsinduktion von Ferriten sehr viel kleiner, sie liegt etwa im Bereich von 1,5 bis 4 kG.

Die dynamische Messung der reversiblen Vorgänge im Sättigungsgebiet bei einem Kern aus Siferit 2000 Tr. 7 (Abb. 11) zeigt bei einer Vormagnetisierung von  $H_0 = +1,2 \frac{A}{cm}$  im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Abweichung von der statischen Schleife; die Meßpunkte bei einer Änderung der Impulsdauer im Verhältnis 1:10 und damit der Induktiongeschwin-

digkeit 10:1 fallen zusammen. Aus dieser Messung können wir folgern, daß mikroskopische Relaxationsvorgänge im Gebiet der Sättigung nicht auftreten, bzw. wenn überhaupt welche vorhanden sind, diese sich erst bei sehr viel höheren Induktiongeschwindigkeiten bemerkbar machen. Es wäre nun sicherlich falsch, wollte man aus dieser Messung auf die Relaxationsvorgänge im Bereich der Anfangspermeabilität schließen. Da hier in erster Linie reversible Wandverschiebungen beteiligt sind, können wesentlich

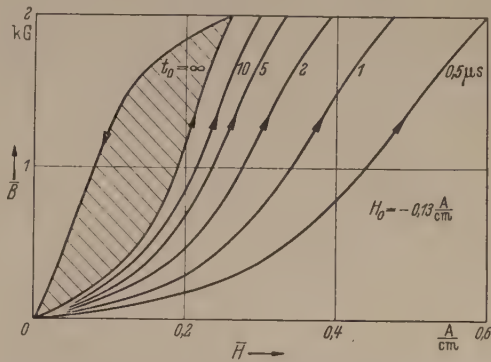


Abb. 12. Siferit 2000 Tr. 7. Statische Schleife und aufsteigende dynamische Äste im Bereich irreversibler BARKHAUSENSprünge.

stärkere Relaxationserscheinungen auftreten. Leider gelingt es uns aus den oben genannten Gründen nicht, eine Messung der Relaxationserscheinungen im Gebiet der reversiblen Anfangspermeabilität durchzuführen. Wir versuchen daher zunächst einmal, ob wir im Gebiet der irreversiblen BARKHAUSENSprünge Gesetzmäßigkeiten finden, die uns gestatten, Messungen bei gemischt reversiblen und irreversiblen Vorgängen richtig zu deuten.

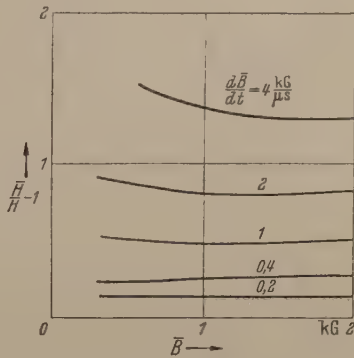


Abb. 13. Das Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f(\bar{B})$  zu Abb. 12.

Abb. 12 zeigt Messungen der statischen Schleife und dynamischen Äste am Siferit 2000 Tr. 7. Der Arbeitspunkt liegt auf der Grenzscheife und wurde so eingestellt, daß die Feldstärke  $\Delta \bar{H}$  am Ende des Impulses zum Minimum wird. Damit haben wir das Maximum an irreversiblen Barkhausensprüngen durch unsere Messung erfaßt. Tragen wir jetzt für die verschiedenen Impulsdauern das Verhältnis der dynamischen Zusatzfeldstärke zur jeweilig statischen Feldstärke, also  $\frac{\bar{H}}{H} - 1$  in Abhängigkeit von der Induktion  $\bar{B}$  auf, so erhalten wir Kurven, die wir in erster Näherung durch waagerechte Geraden darstellen können. (Abb. 13). Parameter der Kurven ist



die Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{d\bar{B}}{dt}$ . Der Anstieg der Kurven nach kleinen Induktionen hin, kommt, wie wir später sehen werden, durch Relaxation der reversiblen Vorgänge zustande. Weitere derartige Messungen am Siferit 2000 Tr. 7, auf deren Wiedergabe wir jedoch verzichten, zeigen dasselbe charakte-

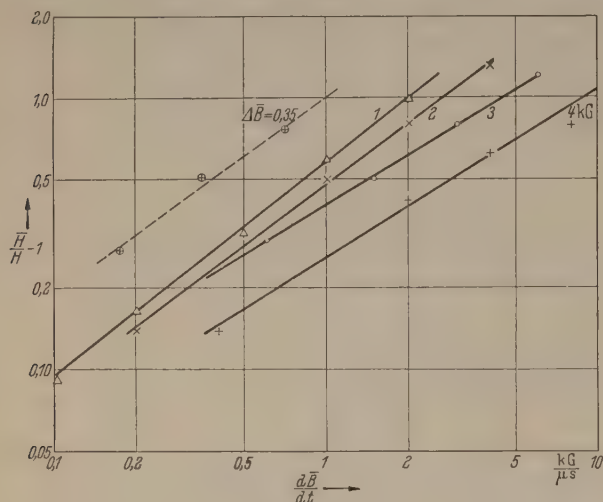


Abb. 14. Siferit 2000 Tr. 7.  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f\left(\frac{d\bar{B}}{dt}\right)$  im doppeltlogarithmischen Maßstab.

ristische Verhalten der Abb. 13. Der Induktionshub  $\Delta\bar{B}$  am Ende des Impulses wurde dabei im Bereich von 1–4 kG geändert. Obwohl man bei einem Hub von 4 kG bereits in das Gebiet der Sättigung kommt,

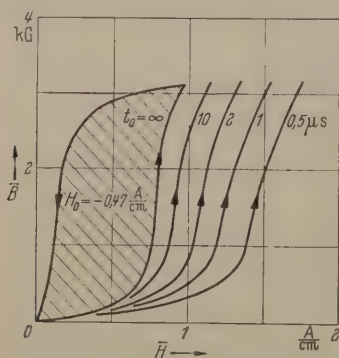


Abb. 15. Ferroxcube IV B, gegläht. Statische Schleife und aufsteigende dynamische Äste im Bereich irreversibler BARKHAUSENSPRÜNGE.

können auch in diesem Falle die Kurven  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f(\bar{B})$  näherungsweise durch Geraden ersetzt werden. Wenn wir das von  $\bar{B}$  unabhängige Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1$  in Abhängigkeit von der Induktionsgeschwindigkeit in doppeltlogarithmischem Maßstab, Abb. 14, auftragen, so erhalten wir ebenfalls Geraden. Parameter der Geraden ist der Induktionshub  $\Delta\bar{B}$ . Während die Neigung der Geraden in erster Näherung konstant bleibt, tritt mit zunehmendem Induktionshub eine Parallelverschiebung nach unten ein. Bei der starken Veränderung des Arbeitspunktes in Abhängigkeit von  $\Delta\bar{B}$  und der Einflüsse reversibler Vorgänge bei kleinen, sowie Sättigung bei großen Hubs, können wir nicht erwarten, daß alle Meßpunkte auf einer einzigen Geraden liegen. Die 3 besonders markierten Meßpunkte für

einen Hub von 350 G sollen uns hier zunächst noch nicht interessieren.

Zur weiteren Demonstration dessen, daß es sich bei dem untersuchten Siferit 2000 Tr. 7 nicht um ein Zufallsergebnis handelt, zeigt Abb. 15, die Messung an einem besonderen Ringkern aus Ferroxcube IV B<sup>1</sup>, der bei 1450 °C gegläht wurde, und bei dem die irreversiblen Prozesse sehr stark ausgeprägt sind. In Abb. 16 ist wieder das Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f(\bar{B})$  auf-

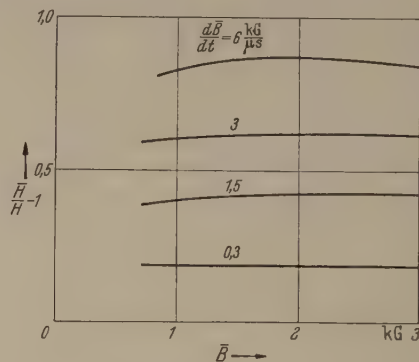


Abb. 16. Das Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f(\bar{B})$  zu Abb. 15.

getragen, das praktisch unabhängig von der Induktion  $\bar{B}$  ist. Entsprechend Abb. 14 erhalten wir für das Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f\left(\frac{d\bar{B}}{dt}\right)$  die Abb. 17, also ein ganz ähnliches Ergebnis wie beim Siferit 2000 Tr. 7.

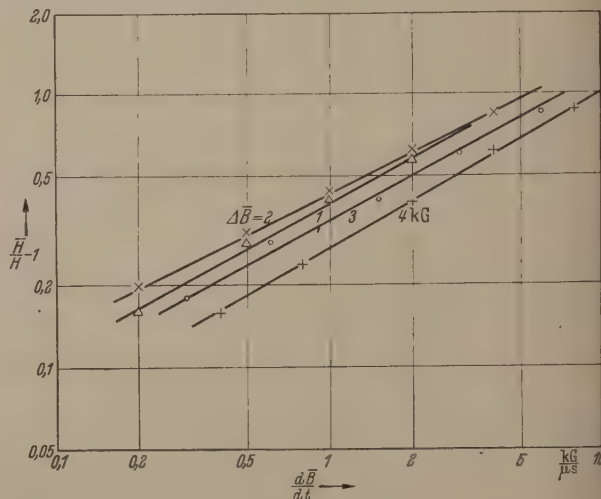


Abb. 17. Ferroxcube IV B, gegläht.  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = f\left(\frac{d\bar{B}}{dt}\right)$ .

Auf Grund dieser sowie weiterer hier nicht mitgeteilter Ergebnisse können wir die irreversiblen Vorgänge durch ein sehr einfaches Potenzgesetz beschreiben. Die Neigung der Geraden liefert uns den Exponent  $p$  der Potenzfunktion und aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate  $\frac{\bar{H}}{H} - 1 = 1$  erhalten wir die für den gewählten Arbeitspunkt charakteristische Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{d\bar{B}}{dt}(D)$ , bei welcher sich die dynamische Feldstärke  $\bar{H}$  gegenüber der

<sup>1</sup> Ich danke den Firmen S. u. H. Karlsruhe und Philips Eindhoven, die mir die Kerne zur Verfügung gestellt haben.



statischen  $H$  verdoppelt hat. Es gilt also:

$$\frac{\bar{H}}{H} - 1 = \left( \frac{\frac{d\bar{B}}{dt}}{\frac{d\bar{B}}{dt(D)}} \right)^p \quad (8)$$

Während die charakteristische Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{d\bar{B}}{dt(D)}$  sowohl vom Werkstoff, als auch vom Arbeitspunkt sehr stark abhängt, ist der Exponent  $p$  für alle untersuchten Kerne etwa gleich. Er beträgt im Mittel etwa 0,6, so daß wir in erster Näherung das dynamische Verhalten durch

$$\frac{\bar{H}}{H} \approx 1 + \left( \frac{\frac{d\bar{B}}{dt}}{\frac{d\bar{B}}{dt(D)}} \right)^{0,6} \quad (9)$$

beschreiben können.

Um aus der statischen Kurve die dynamische zu erhalten, brauchen wir somit nur die statische Feldstärke mit dem Faktor der rechten Seite von Gl. (9) zu multiplizieren.

Nachdem wir im Bereich der irreversiblen Vorgänge so einfache Zusammenhänge gefunden haben, können wir erwarten, daß uns auch die Deutung von Messungen gemischt reversibler und irreversibler Vorgänge gelingt. Abb. 18 zeigt die Meßergebnisse am Siferit 2000 Tr. 7 ohne Vormagnetisierung im Remanenzpunkt bei einem für Impulsmagnetisierung kleinen Induktionshub von 350 G. Die Messung ist insofern besonders interessant, als der aufsteigende Ast der statischen Schleife eine Gerade ist. Infolge der endlichen Schleifenfläche sind auf jeden Fall irreversible Vorgänge an der Magnetisierung beteiligt. Wie groß jedoch der Anteil derselben ist, können wir ohne Kenntnis der Statistik der Barkhausenssprünge nicht angeben. Die gemessenen dynamischen Äste sind, abgesehen von der meßtechnisch schwierig zu erfassenden Anfangskrümmung, ebenfalls Geraden, deren Neigung mit abnehmender Impulsdauer leicht ab-

nimmt. Dagegen ist das Verhältnis  $\frac{\bar{H}}{H} - 1$  sehr stark abhängig von der Induktion  $\bar{B}$ , im Gegensatz zu den Messungen bei großen Induktionshüben. Nach den Ergebnissen bei vornehmlich irreversiblen Prozessen, erwarten wir, daß die abnehmende Neigung der dynamischen Äste auf irreversible und die übrigbleibende Verschiebung nach rechts auf reversible Vorgänge zurückzuführen sein wird. Gelingt es uns, bereits aus der statischen Messung eine Aussage über die Aufteilung in reversiblen und irreversiblen Teil zu machen, so können wir mit der Annahme einfacher Relaxationsvorgänge für den reversiblen Anteil die Zeitkonstante desselben bestimmen. Außerdem erhalten wir nach Abzug des reversiblen Anteils den irreversiblen, für den dann wieder das einfache Potenzgesetz gelten muß, sofern unsere getroffenen Annahmen richtig waren. Entsprechend dem eben aufgezeigten Lösungsweg werden wir zunächst eine Statistik der Barkhausenssprünge suchen, mit der wir unsere statische Messung beschreiben können. Aus dieser Statistik muß sich dann der reversible und irreversible Anteil ergeben. Für den Relaxationsvorgang des reversiblen Anteils legen wir der Einfachheit halber nur eine einzige Zeitkonstante zugrunde und

können, da in unserem Fall lineare Verhältnisse vorliegen, durch einfache geometrische Betrachtungen die Zeitkonstante des reversiblen Anteils bestimmen.

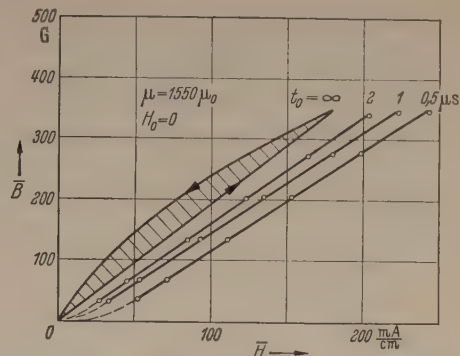


Abb. 18. Siferit 2000 Tr. 7. Statische Schleife und aufsteigende dynamische Äste im Remanenzpunkt.

### 9. Die Statistik der BARKHAUSENSPRÜNGE bei linear aufsteigendem Ast der statischen Hystereseschleife im Remanenzpunkt.

PREISACH [9] hat gezeigt, wie man die Statistik der BARKHAUSENSPRÜNGE wählen muß, damit im Bereich kleiner Feldstärken das von RAYLEIGH gefundene Parabelgesetz zustande kommt. Wir werden zeigen, daß wir mit der PREISACHSchen Modellvorstellung auch unsere gemessene statische Schleife erklären können. Wir denken uns dazu das Ferromagnetikum in einzelne gleich große, bis zur Sättigung magneti-

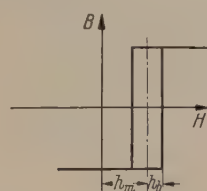


Abb. 19. Elementarschleifen mit Vorspannung  $h_m$  und halber Breite  $h_b$ .

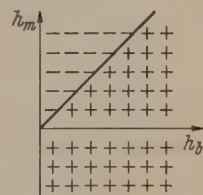


Abb. 20. PREISACH-Modell im Remanenzpunkt.

sierte Elementargebiete unterteilt. Die Schleifen dieser Elementarbereiche seien durch ihre mittlere Vorspannung  $h_m$  und ihre halbe Breite  $h_b$  charakterisiert, Abb. 19.

Wird bei einem völlig entmagnetisierten Werkstoff die äußere Feldstärke  $H$  in positiver Richtung gesteigert, so klappen alle die Elementarbereiche um, für die die Bedingung  $h_m + h_b \leq H$  zutrifft. Umgekehrt klappen bei wieder abnehmender Feldstärke die Bereiche zurück, bei denen  $h_m - h_b \leq H$  ist. Bei gleicher Wahrscheinlichkeit von  $h_m$  und  $h_b$  erhalten wir das PREISACHSche Modell.

Wenn wir die Sekundärschleife eines Werkstoffs im Remanenzpunkt aufnehmen wollen, so müssen wir zunächst einmal das Material in Richtung der späteren Messung gesättigt haben. Im Remanenzpunkt, also bei der äußeren Feldstärke  $H = 0$  erhalten wir das Modell nach Abb. 20. Alle Elementarbereiche, die unter der Geraden  $h_m - h_b = 0$  liegen, sind positiv magnetisiert, die darüber liegenden negativ. Die Häufigkeitsverteilung der positiv magnetisierten Bereiche kann in der ganzen Ebene konstant, aber auch beliebig sein. Über diesen Teil treffen wir keine weiteren Festlegungen, da er uns im Rahmen dieser Untersuchungen nicht weiter interessiert. Für den



negativ magnetisierten Teil oberhalb der Geraden  $h_m - h_b = 0$ , der ja die Gestalt unserer Sekundärschleife bestimmt, suchen wir eine solche Häufigkeitsverteilung, daß wir mit positiv zunehmender Feldstärke ein lineares Ansteigen der Induktion erhalten. Wir setzen dabei voraus, daß die reversible Permeabilität, die unsere gemessene Schleife mitbestimmt, in dem untersuchten Bereich von 350 G konstant ist. Würde man eine Abnahme dieser reversiblen Permeabilität zulassen, so müßte der irreversible Induktionsbeitrag überproportional mit der äußeren Feldstärke anwachsen, so daß die Summe beider gerade den gemessenen linearen Anstieg ergibt.

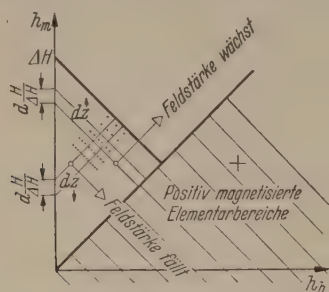


Abb. 21. PREISACH-Modell für linear ansteigenden Ast der statischen Schleife im Remanenzpunkt.

Um das Problem nicht weiter zu komplizieren, wollen wir von einer solchen Möglichkeit absehen und nur lineare Verhältnisse zugrunde legen.

Wenn wir vom Remanenzpunkt aus die Feldstärke  $H$  in positiver Richtung steigern, so werden nach Abb. 19 alle diejenigen Elementarbereiche umklappen, für die  $h_m + h_b \leq H$  ist. Führen wir nach Abb. 21 eine Normierungsfeldstärke  $\Delta H$  ein und

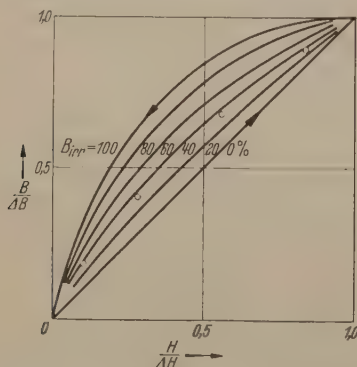


Abb. 22. Berechnete statische Hystereseschleifen bei verschiedener Aufteilung in reversiblen und irreversiblen Anteil.

nehmen an, daß die Zahl  $\mathfrak{z}$  der bei der normierten Feldstärke  $\frac{H}{\Delta H}$  umklappenden Elementarbereiche eine Funktion von  $\frac{H}{\Delta H}$  ist, so ist die im Streifen mit der Höhe  $d \frac{H}{\Delta H}$  umklappende Zahl von Elementarbereichen für den aufsteigenden Ast:

$$d\mathfrak{z} = \mathfrak{z} \left( \frac{H}{\Delta H} \right) \cdot \frac{H}{\Delta H} \cdot d \frac{H}{\Delta H}. \quad (10)$$

Unsere Forderung, daß der aufsteigende Ast der statischen Hystereseschleife eine Gerade ist, kann nur durch eine von  $\frac{H}{\Delta H}$  unabhängige Zahl  $d\mathfrak{z}$  von Elementarbereichen erfüllt werden. Daraus erhalten wir die ein-

fache Bedingung:

$$\mathfrak{z} \left( \frac{H}{\Delta H} \right) = \mathfrak{z}_0 \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (11)$$

die besagt, daß die Zahl der BARKHAUSENSprünge im Remanenzpunkt umgekehrt proportional mit der angelegten Feldstärke abnimmt. Dies ist eine physikalisch durchaus plausible Annahme. Die Abänderung des PREISACHschen Modells für den Remanenzpunkt besteht somit einfach darin, daß die Belegung der Fläche oberhalb der in Abb. 21 eingezeichneten  $+45^\circ$ -Geraden mit möglichen BARKHAUSENSprüngen nicht mehr gleichmäßig ist, sondern längs  $-45^\circ$ -Geraden nach einem hyperbolischen Gesetz stetig abnimmt. Aus Gleichung (10) und (11) erhalten wir:

$$d\mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0 \cdot d \frac{H}{\Delta H} \quad (12)$$

und für den aufsteigenden Ast der Induktion  $B$ :

$$B = c \int_0^{\frac{H}{\Delta H}} d\mathfrak{z} = c \mathfrak{z}_0 \cdot \frac{H}{\Delta H} = \Delta B \cdot \frac{H}{\Delta H}. \quad (13)$$

Bei abnehmender Feldstärke klappen alle die Elementarbereiche zurück, für die  $h_m - h_b \leq H$  ist. Für die in einem Streifen mit der Höhe  $d \frac{H}{\Delta H}$  umklappenden Bereiche erhalten wir:

$$d\mathfrak{z} = d \frac{H}{\Delta H} \int_1^{\frac{H}{\Delta H}} \mathfrak{z} \left( \frac{H}{\Delta H} \right) d \frac{H}{\Delta H} = d \frac{H}{\Delta H} \cdot \mathfrak{z}_0 \left| \ln \frac{H}{\Delta H} \right|_1^{\frac{H}{\Delta H}} \quad (14)$$

$$d\mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0 \ln \frac{H}{\Delta H} \cdot d \frac{H}{\Delta H}$$

damit gilt für die Induktion  $B$  auf dem absteigenden Ast, gerechnet von der Spitze der Schleife:

$$B = c \int_1^{\frac{H}{\Delta H}} d\mathfrak{z} = c \cdot \mathfrak{z}_0 \int_1^{\frac{H}{\Delta H}} \ln \frac{H}{\Delta H} \cdot d \frac{H}{\Delta H}$$

$$= c \mathfrak{z}_0 \left[ \frac{H}{\Delta H} \left( \ln \frac{H}{\Delta H} - 1 \right) \right]_1^{\frac{H}{\Delta H}} \quad (15)$$

$$B = c \mathfrak{z}_0 \left[ \frac{H}{\Delta H} \left( \ln \frac{H}{\Delta H} - 1 \right) + 1 \right]$$

$$= \Delta B \left[ \frac{H}{\Delta H} \left( \ln \frac{H}{\Delta H} - 1 \right) + 1 \right]$$

Mit den Gleichungen (13) und (15) können wir nun die normierten Schleifen  $\frac{B}{\Delta B} = f \left( \frac{H}{\Delta H} \right)$  berechnen, die wir bei verschiedener Aufteilung in reversiblen und irreversiblen Anteil für lineare Verhältnisse erhalten, Abb. 22.

In Abb. 22 sind außerdem noch einige Meßpunkte für den absteigenden Ast der statischen Schleife aus Abb. 18 eingetragen, die mit der Rechenkurve für  $B_{irr} = 40\%$  sehr gut übereinstimmen. Der reversible Anteil beträgt somit  $60\%$ , also  $\mu_{rev} \approx 930 \mu_0$ . Für das Verhältnis der reversiblen Permeabilität  $\mu_{rev}$  zur Anfangspermeabilität  $\mu_a \approx 2000 \mu_0$  erhalten wir  $\frac{\mu_{rev}}{\mu_a} \approx 0,47$ . Nach R. GANS [10] ist dieses Verhältnis eine Funktion von  $\frac{B}{B_s}$ . Mit der Sättigungsinduktion



$B_s \approx 2800$  G und der Induktion im Remanenzpunkt  $B = B_R \approx 1600$  G entnehmen wir der GANSSchen Kurve für  $\frac{\mu_{rev}}{\mu_a}$  den Wert 0,48.

### 10. Nachwirkung bei rein reversiblen Vorgängen.

Bei einem mit einer einzigen Zeitkonstante  $\tau$  relaxierten Werkstoff erhalten wir bei Anlegen eines Feldstärkesprungs für den zeitlichen Verlauf der Induktion [5]:

$$B = B_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (16)$$

Durch Differenzieren erhalten wir die allgemeine Gleichung:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{B_\infty}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (17)$$

Eliminieren wir mit Gl. (16)  $e^{-\frac{t}{\tau}}$ , so erhalten wir:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{\tau} (B_\infty - B). \quad (18)$$

Nach Voraussetzung ist die Induktiongeschwindigkeit  $\frac{dB}{dt} = \frac{\Delta B}{t_0} = \text{const}$ ; also:

$$\frac{B_\infty}{\Delta B} = \frac{B}{\Delta B} + \frac{\tau}{t_0}. \quad (19)$$

Im Bereich reversibler Vorgänge, wo zwischen  $B$  und  $H$  ein linearer Zusammenhang besteht,  $B_\infty = \mu H$ , nimmt Gl. (19) die Form:

$$\frac{H}{\Delta H} = \frac{B}{\Delta B} + \frac{\tau}{t_0}. \quad (20)$$

an.

Setzt man in dieser Gleichung  $H \equiv \bar{H}$ ,  $B \equiv \bar{B}$  und  $\Delta B \equiv \Delta \bar{B}$ , so erhalten wir als exakte Lösung unseres Relaxationsvorgangs die Näherungslösung Gl. (7) für makroskopische Wirbelströme:

$$\frac{\bar{H}}{\Delta \bar{H}} = \frac{\bar{B}}{\Delta \bar{B}} + \frac{\tau}{t_0}.$$

Physikalisch bedeutet unser Ansatz, daß die magnetischen Elementarbereiche alle gleich groß sind und ihre Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes mit überall derselben Zeitkonstante abläuft. Das elektrische Ersatzschaltbild eines solchen Elementarbereichs ist die Parallelschaltung aus  $L$  und  $R$ . Ist  $n$  die Zahl der Elementarbereiche, so haben wir  $n$  hintereinander geschaltete Parallelschaltungen aus  $L$  und  $R$ . Diese Reihen-Parallelschaltung können wir zu einer einzigen Parallelschaltung zusammenfassen, die dann das Ersatzschaltbild unseres relaxierten Werkstoffs darstellt.

Zur Bestimmung eines einfach relaxierten Vorgangs können wir somit die gestrichelt gezeichneten Näherungskurven aus Abb. 8 verwenden.

### 11. Die Bestimmung der Zeitkonstante des reversiblen Anteils.

In den beiden letzten Abschnitten haben wir gesehen, wie wir aus der statischen Messung den reversiblen vom irreversiblen Anteil trennen können und wie sich ein einfacher Relaxationsvorgang in der dynamischen  $\bar{B}\bar{H}$ -Kurve bemerkbar macht. Damit sind wir in der Lage, die Messung der Abb. 18 richtig zu deuten und aus ihr die Zeitkonstante für den re-

versiblen Anteil zu entnehmen. Ehe wir die Analyse unserer Messung Abb. 18 durchführen, wollen wir am Beispiel einer beliebig gewählten Synthese die dynamischen Kurven konstruieren und daraus eine Rechenvorschrift zur Bestimmung der Zeitkonstante  $\tau$  des reversiblen Anteils, sowie der in Gl. (8) vorkom-

menden Funktion  $\left(\frac{\frac{dB}{dt}}{\frac{dB}{dt(D)}}\right)^p$  des irreversiblen Anteils

ableiten.

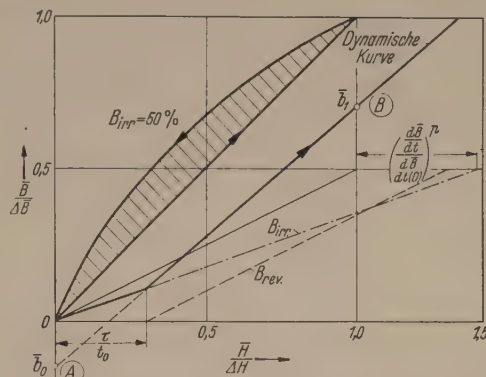


Abb. 23. Synthese einer dynamischen Magnetisierungskurve für lineare reversible und irreversible Magnetisierung.

In Abb. 23 ist für eine gleichmäßige Aufteilung der Magnetisierung in reversible und irreversible Prozesse eine dynamische Kurve konstruiert.

Sie setzt sich aus 2 Geradenstücken verschiedener Neigung zusammen; der irreversible Anteil bestimmt das erste flachere Stück, der reversible trägt vom

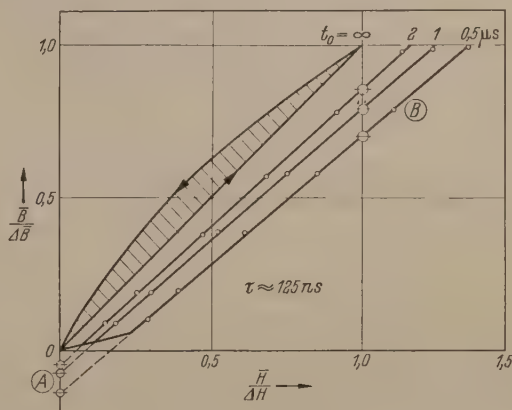


Abb. 24. Siferit 2000 Tr. 7. Messung nach Abb. 18 in normierter Darstellung und Konstruktion der dynamischen Kurven bei kleiner Amplitude.

Knickpunkt ab zur Magnetisierung bei. Aus der Abszisse dieses Knickpunktes können wir nun in der normierten Darstellung das Verhältnis  $\tau/t_0$  und aus der

Neigung der Anfangsgeraden die Funktion  $\left(\frac{\frac{dB}{dt}}{\frac{dB}{dt(D)}}\right)^p$

sehr leicht entnehmen. Leider ist die experimentelle Messung gerade bei kleinen Amplituden mit besonders großer Unsicherheit behaftet. Wir führen daher eine andere Bestimmung unserer gesuchten Größen durch, die erheblich genauere Werte liefert. Dazu verlängern wir in Abb. 23 den steilen Ast unserer dynamischen Kurve bis zum Schnittpunkt (A) mit der Ordinate und erhalten den Wert  $\bar{b}_0$ . Ist  $\alpha$  der rever-



sible Magnetisierungsanteil, so gilt:

$$\frac{\tau}{t_0} = -\frac{1}{\alpha} \cdot \bar{b}_0. \quad (21)$$

Durch eine weitere einfache geometrische Betrachtung, auf deren Durchführung wir hier verzichten wollen, erhalten wir nach Abb. 23 aus dem Schnittpunkt ( $\bar{B}$ ) mit dem Wert  $\bar{b}_1$ :

$$\left( \frac{\frac{d\bar{B}}{dt}}{\frac{d\bar{B}}{dt(D)}} \right)^p = \frac{1 - (\bar{b}_1 - \bar{b}_0)}{\bar{b}_1 - \bar{b}_0 - \alpha}. \quad (22)$$

In Abb. 24 ist die Messung nach Abb. 18 in normiertem Maßstab gezeichnet. Der angeführte Rechengang führt für die Relaxationszeit  $\tau$  des reversiblen Anteils, der auf Grund der Gestalt der statischen Schleife mit  $\alpha = 0,6$  bestimmt wurde, zu folgenden Werten:

$$t_0 = 2 \mu\text{s} \quad \frac{\tau}{t_0} \approx 0,07 \quad \tau \approx 140 \text{ ns}$$

$$t_0 = 1 \mu\text{s} \quad \frac{\tau}{t_0} \approx 0,12 \quad \tau \approx 120 \text{ ns}$$

$$t_0 = 0,5 \mu\text{s} \quad \frac{\tau}{t_0} \approx 0,24 \quad \tau \approx 120 \text{ ns}$$

mit dem Mittelwert von etwa 125 ns. Dieser stimmt mit Wechselstrommessungen [11], bei denen sich etwa 80 ns ergeben haben, etwa überein. Auch die Funk-

tion  $\left( \frac{\frac{d\bar{B}}{dt}}{\frac{d\bar{B}}{dt(D)}} \right)^p$ , deren Werte in Abb. 14 eingetragen sind,

paßt mit ihrem Exponenten  $p$  gut zu den übrigen Messungen. Wir können auch den vermutlichen Verlauf der dynamischen Kurve bei kleiner Amplitude, den uns die Messung nur sehr ungenau lieferte, konstruieren. Er ist in Abb. 24 mit eingezeichnet.

Abschließend sei noch einmal betont, daß ein derartig einfaches Verfahren zur Bestimmung der Relaxationszeit des reversiblen Anteils, sowie der Gesetzmäßigkeit des irreversiblen Anteils nur durch den gradlinig aufsteigenden Ast der statischen Schleife möglich war. In den meisten Fällen ist dies jedoch nicht der Fall, so daß man an Hand von Schaltversuchen mit Impulsen über die reversiblen Vorgänge kaum noch Aussagen machen kann. Hier dürfte die Wechselstrommessung das geeignetere Verfahren sein. Dagegen ist der Schaltversuch bei großen Amplituden im nichtlinearen Bereich der Wechselstrommessung vorzuziehen, weil man durch Wahl eines kleinen Tastverhältnisses die Einschwingvorgänge untersuchen kann und somit nicht die Wirkung vorausgegangener Erregungen zu berücksichtigen braucht. Abgesehen davon ist auch der erforderliche Leistungsbedarf bei Messungen mit Impulsen wesentlich kleiner als bei solchen mit Wechselstrom.

### Zusammenfassung.

Die im Schaltversuch mit Gleichspannung, Rechteckimpulsen gemessenen dynamischen  $\bar{B}\bar{H}$ -Kurven weichen bei Blechkernen und hochpermeablen Ferritkernen mit zunehmender Induktionsgeschwindigkeit  $\frac{d\bar{B}}{dt}$  immer mehr von den statischen Kurven ab. Bei Blechkernen kann diese Abweichung auf makroskopische Wirbelströme zurückgeführt werden, während bei Ferriten infolge der geringen elektrischen Leitfähigkeit kaum nennenswerte Wirbelströme fließen können. Es wird angenommen, daß es sich um noch unbekannte mikroskopische Relaxationseffekte innerhalb der kleinsten magnetischen Bereiche handelt. Auf Grund von Messungen an hochpermeablen Ferritkernen verschiedener Herkunft können die Relaxationserscheinungen der irreversiblen Vorgänge durch ein sehr einfaches Potenzgesetz beschrieben werden. Die Bestimmung der Relaxationszeit reversibler Vorgänge bei Annahme eines mit einer einzigen Zeitkonstanten ablaufenden Prozesses ist aus dem Schaltversuch nur bedingt möglich. Am Beispiel eines Ferritkerns mit linear aufsteigendem Ast der statischen Hystereseschleife wird gezeigt, wie man mit Hilfe des PREISACHSchen Modells und einer geeignet gewählter Statistik der BARKHAUSENSprünge eine Trennung in reversiblen und irreversiblen Magnetisierungsbeitrag durchführen kann. Für diesen Fall läßt sich die Relaxationszeit der reversiblen Vorgänge bestimmen, die mit Ergebnissen aus Wechselstrommessungen etwa übereinstimmt.

Ich möchte Herrn Prof. Dr. R. FELDTEKLER, dem mir die Durchführung der Untersuchungen an seinem Institut ermöglicht und die Arbeit durch wertvolle Hinweise gefördert hat, meinen herzlichen Dank sagen. Ferner danke ich Herrn Dipl. Ing. A. GEIGER für die sorgfältig ausgeführten Messungen.

**Literatur.** [1] KÜPFMÜLLER, K.: Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. Hirzel 1949. — [2] EINSELE, TH.: Diss. T. H. Stuttgart 1953. — [3] MELVILLE, W. S.: Proc. I. E. E. II 97, 165 (1950). — [4] GLASOE, G. N. u. I. V. LEBACQZ: „Pulse Generators“. Bd. 5, 1948; GRASL, H.: „Der Impulstransformator“. Nichtveröffentlichte Arbeit aus dem Jahr 1943; ECKART, G.: E. N. T. 12, 251 (1935). — [5] FELDTEKLER, R.: „Spulen und Übertrager“. Teil I. Hirzel 1949. — [6] BLACKIE, L. R.: „The Eddy Current Anomaly in Ferromagnetic Laminates at High Rates of Change of Flux“. Proc. I. E. E. II 96/705/1949. — [7] WENT, J. J. und E. W. GORTER: Philips Techn. Rundschau 13, 221 (1952). — MÖLTGEN, G.: Z. angew. Phys. 4, 216 (1952). — [8] BECKER, R. und W. DÖRING: Ferromagnetismus. Springer 1939. — [9] PREISACH, F.: Z. Physik 94, 277 (1935). — [10] GANS, R.: Physik. Z. 11, 988 (1910); WEISS, A.: Funk und Ton 3, 438 (1949). — [11] FELDTEKLER, R. und O. KOLB: Z. angew. Phys. 4, 448 (1952).

Dr. THEODOR EINSELE,  
Institut für elektrische Nachrichtentechnik  
d. T. H. Stuttgart.



# Beobachtungen zur Aufladung von Isolatorflächen durch Elektronen im Vakuum.\*

Von GERHARD KNOERZER, Hamburg.

Mit 13 Textabbildungen.

(Eingegangen am 16. September 1953.)

## Einleitung.

Seit LICHTENBERGS klassischen Arbeiten [1] wurden die von ihm bei der Beladung von Isolatorflächen gefundenen Figuren immer wieder untersucht, und das wachsende Verständnis der Erscheinung spiegelt den Fortschritt, den die Gasentladungsphysik gemacht hat, lebendig wieder.

TOEPLER [2], der die erste umfassende Deutung gab, sieht den Elektrizitäts-transport noch als streng unipolar an, es sollen jeweils nur Ionen eines Vorzeichens in Bewegung sein. Später zeigt dann PRZIBRAM [3], daß in der Entstehung beider Figuren positive Ionen und Elektronen beteiligt sind, und v. HIPPEL [4], der diese Auffassung im wesentlichen übernimmt, kann nachweisen, daß stehende Raumladungen den Vorgang entscheidend beeinflussen.

Diese Untersuchungen — in Luft oder reinen Gasen bei Atmosphärendruck durchgeführt — betrafen die bei inhomogener Feldanordnung, z. B. Spitze-Platte, eingeleitete stoßartige Entladung eines Elektrizitätsvorrates. Nach dem Vorzeichen der Spitze wurde die Entladungsfigur als positive oder negative LICHTENBERGfigur bezeichnet. Es wurde bereits mitgeteilt [5], daß sich bei ganz anderer Versuchsanordnung — wir beschossen im Vakuum eine Isolatorfläche mit ausreichend schnellen Elektronen — Erscheinungen von augenscheinlich derselben Struktur in stationärem Fluß entwickeln und an ihren Enden die vorher getrennt beobachteten Kennzeichen der beiden Pole aufweisen.

Das Studium der Entstehungsbedingungen dieser zweipoligen LICHTENBERGfigur wird gleichzeitig einen Einblick in das Verhalten von Isolatoren geben, die mit energiereichen Elektronen beschossen werden.

## I. Meßmethoden und Ergebnisse.

Die Untersuchungen erstrecken sich über Beschleunigungsspannungen der Elektronen von 20 bis 60 kV. Sie sind im wesentlichen an Gelatineschichten und verschiedenen Glassorten ausgeführt: Gelatineschichten zeichnen die Entladungsäste in unübertroffener Feinheit auf und Gläser erlauben durch ihr Aufschlagleuchten die Veränderung der beschossenen Bereiche auch während der Belichtung zu verfolgen.

### 1. Aufbau der Apparatur.

Ein elektronenoptisches System gestattet eine Blende bzw. ein anderes Objekt in wählbarer Größe auf eine Isolatorfläche abzubilden. Der Isolator befindet sich in einer Vakuumkammer. Diese ermöglicht einerseits, von außen her durch eine planparallele Abschlußglasplatte hindurch Aufnahmen der sichtbaren Entladungsvorgänge zu machen, andererseits mittels dreier hochisolierender Durchführungen (als Hartgummischliffe mit eingesetzten Kupferbolzen beweglich ausgebildet) Strom- und Spannungsmessungen auch unter Hochvakuum durchzuführen. Zwei weitere, kon-

zentrische Metallschliffe vervollständigen die von außen zu bewegenden Teile der Kamera.

Die Anordnung wird mit einer Öldiffusionspumpe auf einen Druck von einigen  $10^{-4}$  mm Hg ausgepumpt. Bei diesem Druck sind Messungen und Aufnahmen hergestellt, wenn nicht ausdrücklich andere Daten gegeben werden.

An die Stelle der Vakuumkammer kann über ein Zwischenstück auch eine ausheizbare Glasapparatur angeschlossen werden (Abb. 1). Sie enthält weder

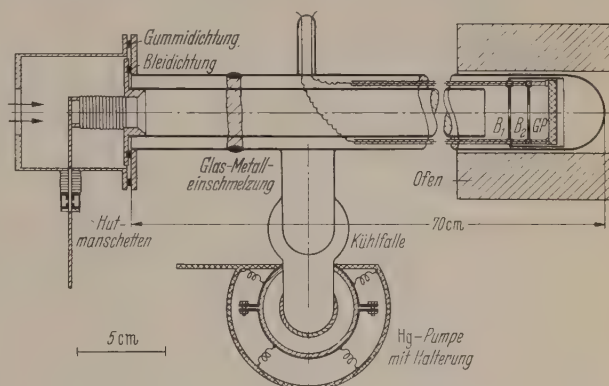


Abb. 1. Ausheizbare Glasapparatur mit Zwischenstück.

Schliffe noch Dichtungen, so daß ein von Kohlenwasserstoffdämpfen freies Endvakuum herzustellen ist. Sie wird gesondert mit einer Quecksilberdiffusionspumpe evakuiert, deren Hg-Dampf mittels flüssiger Luft ausgefroren wird. Das Druckgefälle zwischen elektronenoptischem System (einige  $10^{-4}$  mm Hg) und dieser Glasapparatur (einige  $10^{-5}$  mm Hg) wird durch eine 5 mm lange Blende von 0,5 mm Durchmesser aufrecht erhalten.

### 2. Der Entlader.

Die auf einen Isolator im Hochvakuum aufgebraute Ladung haftet sehr lange auf seiner Oberfläche. Deshalb war es anfangs notwendig, eine einmal aufgeladene Platte zur Entladung aus dem Vakuum herauszunehmen. Versuche, mit Wärmestrahlung die Leitfähigkeit des untersuchten Körpers zu erhöhen und so die Ladung abzuführen, verlangten sehr hohe Energien und sind außerdem bei manchen Stoffen (z. B. Gelatineschichten) nicht durchzuführen. Im Laufe der Untersuchung fand sich aber ein ganz anderer Weg, um auch im Vakuum eine Entladung zu erreichen.

Wird nämlich ein in der Nähe der aufgeladenen Stelle stehender Draht auf Rotglut erhitzt, so verschwindet die Aufladung vollständig. Bilder, die dies am Schattenwurf eines isolierbar aufgehängten Drahtes vorführen, wurden bereits mitgeteilt [6].

Dieses überraschende Ergebnis — eine negative Ladung wird vom Schirm entfernt, es müssen also positive Ionen in ausreichender Zahl erzeugt worden sein — wurde durch die in Abb. 2a schematisch gezeichnete Anordnung nochmals am Glühdraht selbst nachgeprüft. Das Galvanometer zeigt in der vom iso-

\* Gekürzte Tübinger Dissertation.



liert aufgestellten Heizkreis des Glühdrahtes zur Erde führenden Leitung einen Strom, der der Abführung von Elektronen zur Erde oder der Lieferung von positiven Ionen aus dem Draht an den Schirm entspricht. Wird bei gleichmäßig weiterglühendem Draht die Ableitung des Heizkreises zur Erde unterbrochen, so lädt sich der Schirm sofort wieder auf, und das gleiche tritt ein, wenn das Netz  $N$  in Abb. 2a einige 100 Volt positiv aufgeladen wird.

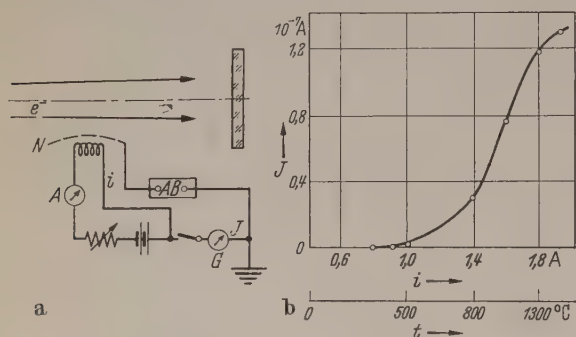


Abb. 2. a) Anordnung zur Prüfung des Entladereffektes.  
b) Abhängigkeit des Emissionsstromes  $I$  vom Heizstrom  $i$  bei einem Wolframdraht von 0,15 mm Durchmesser. Die untere Skala gibt die Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$ .

Die Kurve in Abb. 2b gibt die Abhängigkeit des Emissionsstromes vom Heizstrom, gleichzeitig wurde die Temperatur des Glühdrahtes aus der Änderung seines Ohmschen Widerstandes errechnet und als zweite Abszisse aufgetragen. Man sieht, daß die Temperatur noch weit von der zur Elektronenemission eines Stromes dieser Größe notwendigen entfernt ist.

Natürlich kann dieses Verfahren mit gleichem Erfolg zur Entladung von Kristallen bei streifendem Einfall von Kathodenstrahlen verwendet werden [7]. Ebenso lassen sich durch seine Anwendung die kleinen

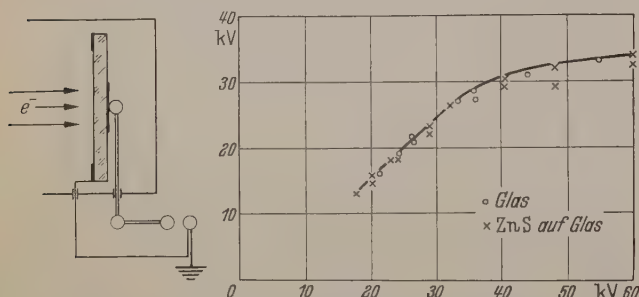


Abb. 3. a) Anordnung zur Messung der Aufladespannung.  
b) Abhängigkeit der Aufladespannung vom Kathodenpotential.

Bildverzerrungen vermeiden, die durch die Aufladung auf photographischen Schichten entstehen und deren Auflösungsvermögen verschlechtern [8].

### 3. Messung der Aufladespannung.

Das Verhalten isolierter Körper beim Beschuß mit Elektronen wird weitgehend durch die Größe des Sekundäremissionskoeffizienten  $\sigma$  bestimmt. Wird dieser, bei einer bestimmten Geschwindigkeit der auftreffenden Kathodenstrahlen, kleiner als 1, dann bildet sich eine negative Aufladung, die von einem Aufladungsknickpunkt ( $\sigma = 1$ ) an linear mit dem Kathodenpotential wächst [9].

Sind diese Untersuchungen — Messung der Aufladespannung, Bestimmung von  $\sigma$  — an leitenden Körpern relativ einfach durchzuführen, so stellen sich

den Messungen an Isolatoren mannigfache Schwierigkeiten entgegen, die es mit sich bringen, daß die Ergebnisse nicht in gleichem Maße reproduzierbar und viel weniger vollständig bekannt sind wie bei Leitern. Eine Ausnahme machen die Leuchtstoffe, über die eine große Zahl Arbeiten vorliegen. Leider zeigen sie, soweit uns bekannt, die Abhängigkeit der Aufladespannung vom Kathodenpotential nur bis zu Kathodenspannungen von etwa 20 kV [9].

Um die Aufladung bei den hier benutzten Beschleunigungsspannungen zu messen, wurde durch die Restleitfähigkeit des Glases ein Elektrometer kleiner Kapazität bzw. eine Kugelfunkenstrecke aufgeladen (Abb. 3a) [10]. Das Verfahren ist ausreichend genau, und es ist im Gegensatz zu anderen Meßmethoden (Kapazitätsmessung, Messung der elektrostatischen Kraftwirkung) unabhängig von der Größe der mit Elektronen beschossenen Fläche.

Zur Messung wurde auf der Rückseite der zu untersuchenden Glasplatte bzw. der Glasplatte, die die ZnS-Leuchtsubstanz trägt, ein Aluminiumkontakt aufgedampft (die Vorderseite trägt bei allen Messungen eine geerdete, leitende Schicht, die eine Kreisscheibe von 4 cm Durchmesser frei läßt, in deren Mitte die Elektronen auftreffen). Auf diesen Kontakt drückt eine mit dem Elektrometer bzw. der Funkenstrecke leitend verbundene Kugel von 1,5 cm Durchmesser. Der Kurvenverlauf ist, wie erwartet (Abb. 3b), bei kleinen Spannungen streng linear und weicht bei höheren Aufladespannungen von der Geraden etwas ab, weil dann anzunehmen ist, daß die Werte durch Absprühverluste am Beobachtungssystem zu klein ausfallen.

Gibt uns diese Methode auch die absolute Höhe der Spannung bis zu der sich die Platten aufgeladen haben, so ist sie doch zu grob, um die zwischen den einzelnen Materialien bestehenden Unterschiede zu erfassen. Zu ihrer Bestimmung bietet sich die Größe der Aufweitung des aufgeladenen Primärflecks an (vgl. z. B. Abb. 7b und 7c). Sie ist ein Maß für die Ladungsverteilung auf der Platte, und der Quotient

$$\eta = \frac{F_A}{F_E}$$

$F_A$  Fläche der aufgeladenen Kreisscheibe.

$F_E$  Fläche der entladenen Scheibe, d. h. geometrische Abbildung der Blende

soll dazu dienen, die zwischen den verschiedenen Materialien vorhandenen Unterschiede auszudrücken.

Die Messung läßt sich bequem durchführen: Bei der interessierenden Beschleunigungsspannung der Elektronen — gemessen durch ein Hochspannungsvoltmeter nach STARKE-SCHRÖDER — wird die Platte einige Minuten, und zwar, um eventuelle Abhängigkeit von der Zeitdauer auszuschließen, bei jeder Messung gleich lang belichtet. Die aufgeladene fluoreszierende Fläche wird entweder direkt ausgemessen oder von außen mit einer Kleinbildkamera photographiert, dann die Fläche durch den Entlader entladen, wieder die Größe des Flecks festgestellt (bei Gelatineplatten muß die eingefärbte Platte ausgemessen werden) und anschließend  $\eta$  errechnet.

Abb. 4 zeigt das Ergebnis an verschiedenen Isolatoren.  $\eta$  ist über den untersuchten Bereich der Beschleunigungsspannung konstant. Da nun allgemein bei ähnlicher geometrischer Anordnung der Ladung die



Ablenkung eines frei fliegenden geladenen Teilchens bei gleichem Verhältnis von Beschleunigungs- zur Gegenspannung dieselbe bleibt, bedeutet konstantes  $\eta$  ein Wachsen der Höhe der Aufladung proportional zur Zunahme der Beschleunigungsspannung. Die Nichtlinearität der Kurve auf Abb. 3b liegt so an der Unzulänglichkeit der dort verwendeten Methode.

Die starke Abhängigkeit vom Material wird uns bei den Strommessungen wieder begegnen und in Abschnitt 8 werden wir versuchen, sie aus den Materialeigenschaften heraus zu deuten.

4. Strommessungen.

Infolge der hohen Aufladung der beschossenen Platte erreicht ein Teil der Elektronen diese gar nicht, sondern wird im Gegenfeld der Ladung gespiegelt.

Zur Untersuchung dieser Vorgänge kann man einerseits den auf der Platte abfließenden und den gespiegelten Strom messen — letzteren auf einer der Platte gegenüberstehenden durchbohrten Blende (Abb. 5a) —, andererseits diese durchbohrte Blende als Leuchtschirm ausbilden und aus dem entstehenden Bild auf die Ladungsverteilung schließen. Wird dies bei den Stoffen durchgeführt, deren Aufladespannung im letzten Abschnitt gegeben wurde, so findet man, daß mit der Größe der Aufweitung des Primärflecks der gespiegelte Strom wächst. Auch hier kam es uns nur auf Vergleichswerte an. Deshalb nahmen wir der Übersichtlichkeit der Anordnung zuliebe in Kauf, nicht den ganzen gespiegelten Strom messen zu können, sondern wir achteten nur darauf, bei jeder Messung die gleichen geometrischen Abmessungen herzustellen.

Der Gesamtstrom der anliegenden Elektronen betrug etwa  $10^{-6}$  Amp. und konnte mit einem in den Strahlengang einschwenkbaren FARADAY-Käfig gemessen werden. Er ist in Abb. 5b zur besseren Vergleichsmöglichkeit für alle Messungen auf 100% normiert. Zur Strommessung diente ein WULFSches Elektrometer, dem ein Satz hochohmiger Ableitwiderstände ( $10^8$  bis  $10^{12}$  Ohm) parallel geschaltet war.

Abb. 5 gibt die Ergebnisse für Gelatine- und Quarzglasplatten als den charakteristischen Grenzfällen, und auf Tab. 1 sind die gemessenen Werte für einige der verwendeten Materialien aufgeführt.

Tabelle 1.

Stoff	In % des Emissionsstromes		Materialwiderstand in Ohm · cm	$\epsilon$	$\eta = \frac{F \cdot A}{F \cdot E}$
	gespiegelter Strom	abfließender Strom			
Quarzglas	22	60	$10^{16}$	3,5	1,7
Uranglas	35	27	$10^{11} - 10^{15}$	6—8	1,9
Kristallglas	45	22			2
Gelatine	50	7	$10^{11} - 10^{15}$		2,6

Bei großem  $\eta$ , d. h. starker Aufweitung der Kreisscheibe, überwiegt der Anteil des gespiegelten Stromes, bei kleinem  $\eta$  ist umgekehrt der abfließende größer als der gespiegelte Strom. Zusätzlich zeigt der Verlauf der Kurve, daß ein elektromagnetisches Vergrößern oder Verkleinern der bestrahlten Fläche, abgesehen von einem Anlaufgebiet, die Höhe des abfließenden Stromes nicht ändert.

In Beobachtungen und Aufnahmen am Blendenleuchtschirm wurde ferner festgestellt, daß nicht nur

die Intensität, sondern auch die räumliche Verteilung der zurückgeworfenen Elektronen vom Material abhängen.

5. Das Verhalten der Gelatine beim Elektronen-Beschuß.

Die Grenze des Auflösungsvermögens einer photographischen Platte ist fast ausschließlich durch die Größe ihres Kornes gegeben [11]. Es wäre daher besonders für elektronenmikroskopische Zwecke von großem Vorteil, eine kornlose Platte extrem hoher Auf-

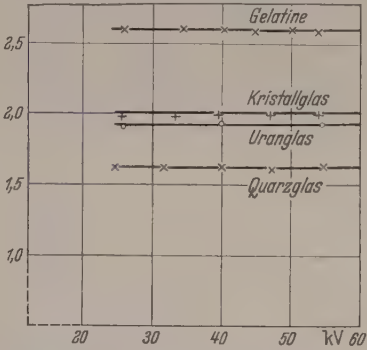


Abb. 4. Verlauf der relativen Flächenerweiterung  $\eta$  bei verschiedenen Materialien in Abhängigkeit vom Kathodenpotential.

lösung zu besitzen, denn sie würde es gestatten, das auf ihr erzeugte elektronenoptische Bild lichtoptisch stark nachzuvergrößern. Man darf sich dann auf eine mäßige elektronenoptische Vergrößerung beschränken und kann damit die Objektbelastung erheblich — vielleicht sogar um einige Zehnerpotenzen — herabsetzen. Nun ist schon seit langem bekannt, daß Gelatineplatten an den Stellen, auf die Licht auftrifft, gegerbt werden und ein Bild aufzeichnen. K. PRINZINGER [12]

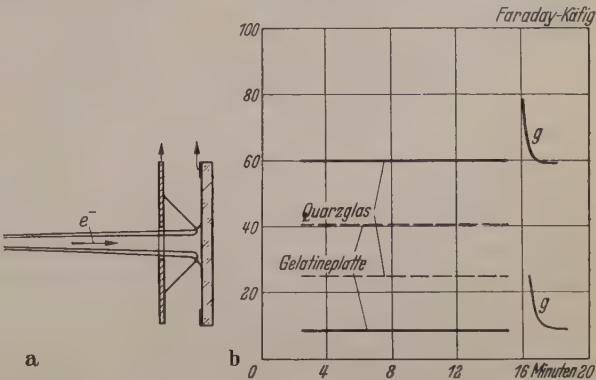


Abb. 5. a) Anordnung zur Messung von gespiegeltem und abfließendem Strom b) Meßergebnisse für Quarzglas- und Gelatine-Platten (gespiegelter Strom gestrichelte, abfließender Strom durchgezogene Linien). Die Kurvenzweige (g) zeigen die Größe des Stromes beim elektromagnetischen Vergrößern des Bildes der Kreisblende.

konnte nachweisen, daß diese Härtung auf einer Vernetzung der Gelatine-Moleküle beruht. Sie wird vermutlich durch reaktionsfähige Spaltstücke bewirkt, die durch die aufgenommene Lichtenergie entstehen. Es ist zu erwarten, daß eine ähnliche, wahrscheinlich viel stärkere Gerbung auftritt, wenn Elektronen in die Gelatine eindringen, und daß sich so auch für Elektronenstrahlen eine kornlose Platte herstellen läßt.

Dieser Effekt ist tatsächlich vorhanden, und die Messung des Auflösungsvermögens dieser Gelatineschichten von etwa  $30 \mu$  Dicke — wir erhielten sie durch Ausfixieren unbelichteter Silbersalzplatten — ergab für Elektronenstrahlen eine Auflösungsgrenze



von 3–6  $\mu$ . Es gleicht also dem der feinstzeichnenden Silbersalzplatten und kann sicher weiter gesteigert werden, wenn erstens die Schichtdicke verringert, und zweitens die Gelatine vorgehärtet wird. Wie scharf eine solche Platte zeichnet, geht z. B. aus Abb. 6b hervor.

Leider ist die Empfindlichkeit dieser Schichten auch bei einer Bestrahlung mit Kathodenstrahlen sehr gering und bleibt, auch wenn die Platte vorher mit Kaliumbichromat sensibilisiert wird, über  $10^3$  mal unter der Empfindlichkeit von Diapositivplatten. Dies ist andererseits der Grund dafür, daß sich Gelatineplatten für das Aufzeichnen der Entladungsäste (siehe Teil II) hervorragend eignen, denn selbst bei der hierzu notwendigen langen Belichtungszeit werden sie durch den direkten Beschuß nicht überbelichtet.

Das durch den Elektronenbeschuß auf der Platte entstandene Bild drückt sich in einer verschieden starken Gerbung der Gelatineschicht aus

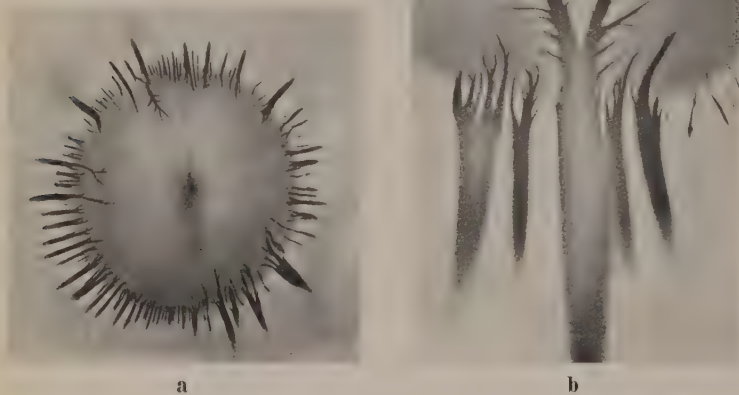


Abb. 6. a) Elektronenoptische Abbildung einer Kreisblende auf eine Gelatineplatte.  
b) Einzelner Entladungsast in 10facher Vergrößerung.

und muß erst noch sichtbar gemacht werden. Hierzu gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten.

a) Man löst nach der Belichtung das nicht umgesetzte Kaliumbichromat durch Natriumbisulfid heraus und sieht nach der Trocknung in der glasklaren Schicht ein Reliefbild, dessen höchste Erhebungen durch die am wenigsten belichteten Stellen gegeben sind. Der optische Weg ist abhängig vom Grad der Gerbung. Durch die Linsenwirkung dieses Profils zeigen sich im Schattenwurf insbesondere die Entladungsäste, die uns vor allem wichtig sein werden, in kräftiger Zeichnung.

b) Für die Betrachtung bequemer ist ein zweiter Weg: die Einfärbemethode. Wieder nutzt man die von der Gerbung abhängige Quelfähigkeit der Gelatine aus, aber diesmal wird die Schicht in einer Farblösung gebadet. Diese Lösung wird von der Gelatine mit Wachsen der Härtung weniger gut aufgesogen. Nach mannigfachen Versuchen erwies sich folgendes Einfärbeverfahren als das kontrastreichste: Nach der Belichtung wird die Platte mehrere Minuten in einer 1%igen Lösung von Eisenchlorid gebadet und dieses anschließend in Gallussäure ausgefällt. Bei dieser Methode haben — das sei nochmals betont — die am stärksten belichteten Stellen die geringste Farbtiefe, so daß im Gegensatz zu den üblichen photographischen Verfahren auf dem Abzug die Tiefe der Schwär-

zung parallel mit der Intensität geht. Auf diesem Wege sind alle in der Arbeit gezeigten Gelatine-Aufnahmen hergestellt. Die Belichtungszeiten betragen entsprechend der Unempfindlichkeit der Platten einige Minuten.

## II. Untersuchung der Entladungsäste.

### 6. Zweipolige LICHTENBERGfiguren auf Gelatineschichten und Gläsern.

Im letzten Abschnitt sahen wir, daß die geringe Empfindlichkeit der Gelatineschichten, Belichtungszeiten von einigen Minuten notwendig macht, um mit dem Einschlag schneller Elektronen ein Bild zu erzeugen. Indes greift, wenn nicht für eine Abführung oder Neutralisation der Ladung gesorgt wird, eine neue Erscheinung von weit höherer Intensität ein, die ungleich stärker auf die Schicht einwirkt.

Es zeigen sich nämlich um den gesamten Rand der beschossenen Kreisfläche auf der nicht fluoreszierenden Schicht stationäre Abflußbahnen, die während der ganzen gleichförmigen Belichtung durch den Kathodenstrahl stetig leuchten. Sie beginnen innerhalb der bestrahlten Fläche an statistisch verteilten Punkten und nehmen nach außen, von dem Elektronenkegel weg, langsam in ihrer Leuchtdichte ab. Fällt der Elektronenstrahl nach einer zeitweiligen Ablenkung auf die alte Stelle zurück, dann werden wieder die gleichen Bahnen bevorzugt zum Abfluß der Ladung benutzt.

Eine nach dem im letzten Abschnitt geschilderten Verfahren entwickelte Platte zeigt das Bild der Blende, über deren Rand charakteristische Entladungsfiguren greifen (Abb. 6a). Nach innen in den aufgeladenen

Raum hinein züngeln glattberandete Äste (analog den positiven LICHTENBERGfiguren), die im Außenraum breit und unscharf auslaufen (sie entsprechen den negativen LICHTENBERGfiguren).

Im Gegensatz zu den nichtfluoreszierenden Gelatineplatten spielt bei der Betrachtung der Gläser das Aufschlaggleuchten eine wichtige Rolle und ermöglicht es, die Vorgänge über die ganze Belichtungsdauer hinweg mit einer Kleinbildkamera von außen, durch die Abschlußglasplatte der Vakuumapparatur hindurch, aufzunehmen. Bezeichnende Aufnahmen sind in den Bilderserien der Abb. 7 und 8 wiedergegeben. Die Äste sind hier bei den Gläsern leider wegen der starken Überstrahlung durch das Aufschlaggleuchten nicht oder nur schwach zu sehen, aber es zeigen sich auffallende dunkle Bereiche. Ihre Begrenzung erscheint beim Quarzglas wesentlich aufgelockerter als beim Uranglas.

Besonders bei einer elektromagnetischen Vergrößerung der bestrahlten Kreisscheibe (Änderung des Linsenstromes) wird dieser Unterschied deutlich: Beim Quarzglas (Abb. 7) stoßen in den neu bestrahlten äußeren Bereich sofort stark verästelte Zweige vor, beim Uranglas (Abb. 8) leuchtet im ersten Moment der ganze Kreisring auf, dann wachsen, sowohl von innen hervor wie vom äußeren Rand her nach innen, dunkle, anfänglich sektorenhaft aufgeteilte Bereiche



hinein, die ihn schließlich ganz erfüllen, bis auf einen schmalen leuchtenden Ringsaum (z. B. Abb. 8i).

Die Abflußbahnen andererseits haben ihren Anfang in beiden Fällen stets in hellen Gebieten. Sie werden von den sich ausbreitenden dunklen Bereichen weggedrängt und gehen dabei, wie die visuelle Betrachtung zeigt, in ihrer Leuchtdicke zurück.

Dieses Verhalten spiegelt sich in der Kurve auf Abb. 5b wider; unmittelbar nach der Vergrößerung fließt ein viel stärkerer Strom von der Platte ab, der, wenn die größere Fläche ganz dunkel geworden ist, wieder auf den alten Wert absinkt. Die Ausbildung dieser dunklen Bereiche bestimmt also die Größe des abfließenden Stromes. Je weniger zerklüftet und je ausgeprägter diese Flächen erscheinen, umso kleinere Werte wird er annehmen, und umso größer wird der gespiegelte Strom, der auf dem Blendenleuchtschirm ein von der Ladungsverteilung abhängiges Bild aufzeichnet, ausfallen.

#### 7. Gründe die für eine oberflächliche Gasentladung sprechen.

Beschießt man eine Gelatineplatte bei eingeschaltetem Entlader mit Elektronen, so leuchtet die darunter liegende Glasfläche auf, d. h. ein Teil der Elektronen vermag die Gelatineschicht von etwa  $30\mu$  Dicke zu durchschlagen.

Stellt man den Entlader ab, so weitet sich der Primärfleck auf und die Fluoreszenz verschwindet vollkommen (Abb. 9). Während im ersten Fall die Schicht in ihrer ganzen Tiefe durchionisiert worden sein muß — größenordnungsmäßig wird ja auf je  $30\text{ eV}$  Energieverlust der Elektronen ein Ionenpaar erzeugt —, treffen die Kathodenstrahlen auf die aufgeladene Platte sehr viel energieärmer auf, wie wir bereits im letzten Abschnitt ausführlich erörterten. Die Tiefe der ionisierten, damit gegerbten Schicht bleibt eng begrenzt. In den Abflußbahnen ist die Gelatine in ihrer ganzen Tiefe gehärtet, und es liegt die Vermutung nahe, daß die aus dem ionisierten Raum hervorbrechenden Elektronenlawinen selbst es sind, die die Gelatine auf ihrem Weg zur Erde durchgehend verändern. Gegen diese Vorstellungen sprechen aber nicht nur die Strom- und Spannungsmessungen (der abfließende Strom ist bei höher aufgeladener Platte kleiner, außerdem ist keine Widerstandsänderung des Materials nachzuweisen), sondern vor allem das Auftreten der Äste in qualitativ gleicher Form bei allen verwendeten Isolatoren. Wenn so Zweifel auftreten, ob die Äste im Innern des festen Stoffes verlaufen, muß geprüft werden, ob sie als Gasentladung auf der Oberfläche der Isolatorplatte brennen. Dann muß aber die Höhe des Gasdrucks einen Einfluß auf die Bildung der Äste ausüben.

Nach hohen Drucken ist die Grenze durch die Entstehungsbedingungen selber gegeben: Steigt der Druck

über einige  $10^{-3}\text{ mm Hg}$ , so läßt sich die Platte gar nicht auf, augenscheinlich werden jetzt im Gasraum durch die anliegenden Elektronen genügend Ionen zur Neutralisation der Aufladung auf der Platte erzeugt. Erst bei ungefähr 2 bis 3mal  $10^{-3}\text{ mm Hg}$  fängt



Abb. 7. Elektronenoptische Abbildung einer Kreisblende auf eine Quarzplatte.  
a) nach 2 min Belichtungszeit. b) unmittelbar nach elektronenoptischer Vergrößerung des Bildes  
c) Platte durch glühenden Draht entladen (vgl. I, 2).

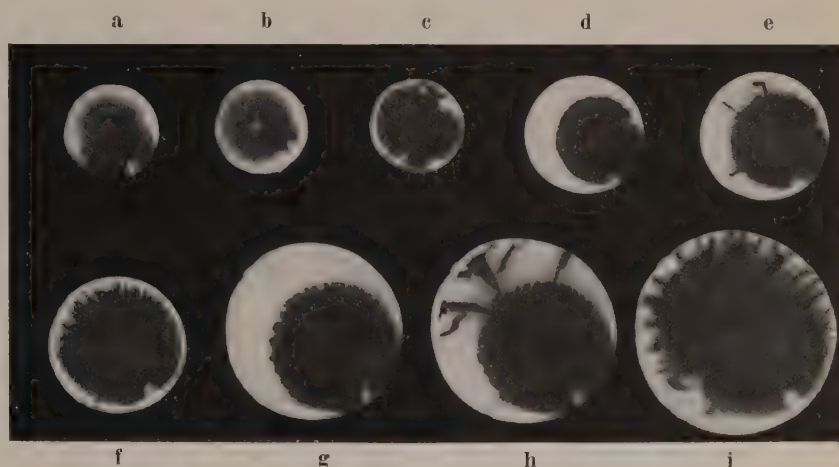


Abb. 8. Elektronenoptische Abbildung einer Kreisblende auf eine Uranglasplatte.  
a) bei Beginn der Belichtung. b) 5 min später. c) nach weiteren 5 min.  
d) unmittelbar nach der elektronenmagnetischen Vergrößerung. e) 2 min später.  
f) nach weiteren 5 min. g) unmittelbar nach der erneuten elektromagnetischen Vergrößerung.  
h) 1 min später. i) nach weiteren 8 min.

die Aufladung an sich auszubilden und Abb. 13 ist das Bild einer bei einem Druck von  $1\text{ mal } 10^{-3}\text{ mm Hg}$  hergestellten Aufnahme. Am Rande der beschossenen

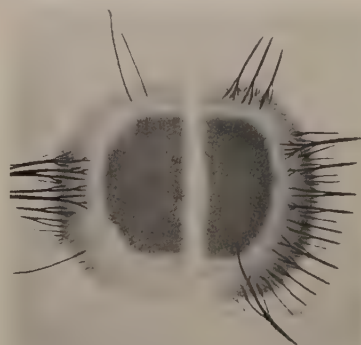


Abb. 9. Zuerst mit, dann ohne eingeschaltetem Entlader belichtete Gelatineplatte.

Fläche ist der Vorgang derselbe geblieben. Aber zur Mitte fließen jetzt ebenfalls Ladungen ab, denn es bilden sich auch zu ihr hin positive Entladungsäste aus. In der Tat fanden wir, daß bei diesen Drucken ein Elektronenstrahl nach vorn in den leeren Raum hineinläuft, der sich dadurch nachweisen läßt, daß man ihn magnetisch auf den im Strahlengang stehen-



den Blendenleuchtschirm (siehe Abb. 5a) ablenkt. Der von vorn beschossene Kreisbezirk arbeitet also dem Gas gegenüber wie eine kalte Metallkathode.

Wird umgekehrt der Druck bis zu einigen  $10^{-5}$  mm Hg erniedrigt — hierzu benutzen wir die ausheizbare

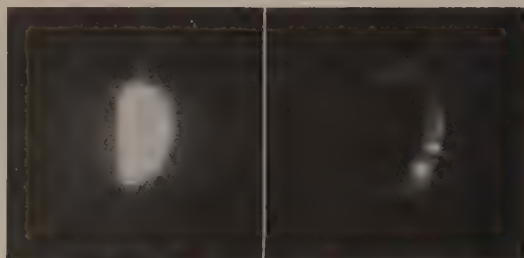


Abb. 10. In der ausheizbaren Glasapparatur mit Elektronen beschossene Quarzscheibe.

a vor und b nach dreistündigem Ausheizen.  
Die Bilder sind unscharf, weil sie durch die optisch sehr schlechte Abschlußhalbkugel des Glasrohres hindurch aufgenommen werden mußten.

Apparatur (Abb. 1) — und eine Quarzglasplatte mit Elektronen beschossen, so zeigt sich zunächst kein Unterschied gegen die früheren Aufnahmen. Nachdem aber die Apparatur einige Stunden bei über  $300^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt worden war, hatten sich bei gleicher Intensität und Beschleunigungsspannung des Elektronenstromes die dunklen Bereiche über die ganze Fläche ausgedehnt (Abb. 10a und b), und der gespiegelte Strom war auf den doppelten Wert angestiegen. Die Entladungsäste hingegen sind an Zahl und Helligkeit weit zurückgegangen.

Abb. 11. Zweipolige LICHTENBERGfigur auf einer Quarzglasplatte.

Schon mehrere Stunden nach dem Ausheizprozeß treten sie wieder in etwas größerer Zahl auf.

Diese Versuche mit dem ausheizbaren Rohr weisen darauf hin, daß die, durch das Beschießen des Isolators mit schnellen Elektronen frei gemachten Gas-

fläche begünstigen. ZINGERMANN [13], der bei einem Druck von  $10^{-5}$  mm Hg 2500 kV zwischen zwei Elektroden legt und die auftretende Gasentladung untersucht, spricht direkt von einer Gashaut, die sich an der Kathode bildet.

Ein Teil der in dieser Gasentladung sich bildenden Ionen — das Restgas besteht im wesentlichen aus Dämpfen des Pumpenöles und der Dichtungsmittel — schlägt sich auf dem Isolator längs den Ästen nieder. Die Höhe dieses Niederschlages läßt sich mit der Methode der Vielstrahlinterferenzen, wie sie neuerdings von TOLANSKY [14] mit großem Erfolg für derartige Oberflächenprobleme angewendet worden ist, nachweisen und beträgt bei den von uns verwendeten Beleuchtungszeiten etwa 1000 AE.

Der Niederschlag, der zunächst kaum sichtbar ist wird beim Erhitzen des Glases dunkel (Abb. 11) und verschwindet bei weiterer Temperaturerhöhung vollkommen. Ähnliche Schichten konnten auch STEWARD, KÖNIG [15] und andere Autoren an den Stellen feststellen, die von einem Elektronenstrahl getroffen werden.

### 8. Feldverhältnisse und Einfluß des Materials.

Auf Abb. 12a ist qualitativ der anzunehmende Verlauf der Potential- und Feldlinien in der Kamera bei aufgeladener Isolatorplatte skizziert. Die Feldstärke hat eine zur Isolatorfläche tangentielle Komponente.

Sie ist für die Aufweitung des Elektronenkegels verantwortlich. Um dies anschaulich zu machen, ist in die rechte Hälfte der Figur auch der zu vermutende Verlauf einiger charakteristischer Elektronenbahnen eingezeichnet. Es ist dabei angenommen, daß der Zustand der Aufladung erreicht ist, bei dem der Leuchtfleck in der Mitte bereits die dunklen Aussparungen zeigt. Demgemäß wird in der Bahnskizze von den Elektronen die Mitte der Platte nicht mehr erreicht, während sie nach außen hin, einem Saum größerer Helligkeit entsprechend, in größerer Dichte auftreffen. Dieser Saum ist bei abstehendem Objekt deutlich sichtbar, während er auf den Glasplatten nur durch den Vergleich der Helligkeit, die die Elektronen auf der nicht aufgeladenen Platte erzeugen und der, mit der sie die dunklen Flächen umranden, zu erkennen ist.

Längs der Entladungsäste selbst ist eine Potentialverteilung zu vermuten, wie Abb. 12b sie darstellt. Von der Aufladungshöhe der dunklen Stellen fällt die Spannung über einen kurzen, bereits unter dem Einschlag der Elektronen leuchtenden Bereich steil ab, bis zu dem scharfen Beginn der stark leuchtenden Entladungsäste, längs denen ein weniger steiles Gefälle anzunehmen ist. Mit der auf den innersten, nicht leuchtenden Bereichen haftenden Flächenladung besteht hier eine dauernd am gleichen Ort stehende Ladungsverteilung, die für den laufenden Entladungsvorgang von ähnlicher Bedeutung ist, wie bei der Gasentladung, die in höheren Drucken auftretende, stationär stehende positive Ionenwolke. Dieser Oberflächenladung ist die Bevorzugung einmal benutzter Entladungsbahnen zuzuschreiben, denn eine ausgebildete Ladungskonfiguration bleibt auch, wie wir schon S. 84 bemerkten, über die Dauer einer zeitweiligen Ablenkung des Elektronenstromes hinweg erhalten. Sie beherrscht den Verlauf der Teile der zweipoligen LICHTENBERGfigur, die in den aufge-

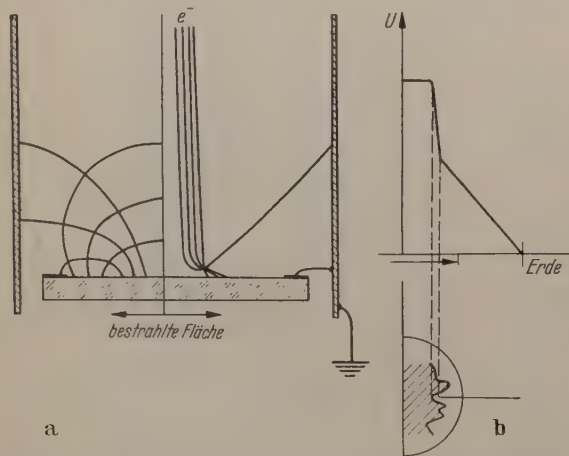


Abb. 12. a) Äquipotential und Feldlinien in der Kamera bei aufgeladener Platte, sowie einige charakteristische Elektronenbahnen.  
b) Potentialverlauf längs eines Schnitts durch einen Entladungsast.

atome, und die aus dem Gasraum zu der aufgeladenen Fläche herangezogenen Ionen das Entstehen einer Gleitladung in unmittelbarer Nähe der Isolator-



denen Raum hineinragen, und erst außerhalb dieses Gebietes gewinnt das Gesamtfeld an Einfluß und bestimmt den weiteren Verlauf der Äste. Dieses Verhalten drückt sich in Abb. 13 aus, wo am unteren Teil der Platte eine geerdete Schneide nahe an die beschossene Fläche gebracht worden war. Die „negativen“ Teile der Figur richten sich auf diese Schneide aus, während die inneren, „positiven“ Äste (diese Bezeichnung wählen wir auf S. 84) von der Veränderung des Außenfeldes nicht beeinflusst werden.

Bisher ist noch nichts über die Gründe ausgesagt, die ein so unterschiedliches Verhalten der Materialien hervorrufen. Es liegt nahe anzunehmen, daß die Verschiedenheit der Ohmschen Widerstände für sie verantwortlich ist.

Indes zeigen unsere Messungen (Tab. 1 S. 83), daß auch Quarzglas, obwohl sein spezifischer Widerstand noch ist, weniger hoch auflädt (sehr geringe Aufweitung des Flecks, kleiner gespiegelter Strom) als Stoffe mit kleineren spezifischen Widerständen.

Da sich auch die Dielektrizitätskonstanten stark unterscheiden ist zu erwägen, ob die Polarisierbarkeit der Isolatormaterialien einen maßgebenden Einfluß auf das Verhalten bei ihrer Aufladung ausüben kann.

Die Entladungsbahnen beginnen im Innern des Flecks, wie es besonders an Gelatineplatten zu sehen ist, mit scharfen, statistisch verteilten Spitzen. Diese Einsetzpunkte der Entladung könnten z. B. gegeben sein durch metastabile Zustände des Isolatormaterials. Versuche zeigten aber eindeutig, daß die Bevorzugung einmal benützter Entladungsbahnen mit ihrer Entladung der Platte durch die geschilderte Quelle positiver Ionen (Abschnitt 2) völlig verloren geht. Daraus muß man schließen, daß vor allem die Oberflächenladung für das Einsetzen der Äste verantwortlich ist. Man wird annehmen, daß durch sie an den elektrisch geschwächten Stellen — Inhomogenitäten der Materials oder der Oberfläche — eine Erhöhung der Feldstärke eintritt, die zur Zündung der Entladung ausreicht.

Zum Aufbau dieses Feldes reicht aber bei kleinem  $\epsilon$  der Unterlage eine geringere Ladungsmenge, bzw. eine kleinere Inhomogenität aus als bei größerem  $\epsilon$ , oder anders ausgedrückt: die Wahrscheinlichkeit der Zündung sollte mit fallender Dielektrizitätskonstanten zunehmen.

In der Tat unterscheiden sich Aufweitung und gespiegelter Strom in diesem Sinne (Tab. 1 S. 83), aber auch die Form der hochaufgeladenen, dunklen Gebiete drückt diese Materialabhängigkeit deutlich aus (man vergleiche ihren zerklüfteten Aufbau in Abb. 7, Quarzglas, mit ihrem viel einheitlicheren Aussehen auf Abb. 8, Uranglas).

### 9. Vergleich mit der gewöhnlichen LICHTENBERGfigur.

Schon in der Einleitung erwähnten wir, daß, wie von HIPPEL zeigen konnte, das Auftreten der beiden Arten von LICHTENBERGfiguren durch stehengebliebene Raumladungen zu erklären ist, die durch die Abwanderung der leichten Stoßpartner, der Elektronen, entstehen. Der Einfluß dieser positiven Ionenwolken tritt mit fallendem Druck zurück, die freien Weglängen werden größer, so daß bei etwa 50 mm Hg praktisch keine Polaritätsunterschiede mehr zu sehen sind. Vergleiche hierzu die Bilder der TOEPLERSchen Arbeit [2] und auch die RAETHERSchen [16] Ausführungen. Bei

weiterer Druckerniedrigung verliert die Gasentladung den Charakter der LICHTENBERGfigur vollständig und es entwickelt sich eine Glimmentladung, deren Verhalten durch den Gasdruck und die angelegte Spannung bestimmt wird.

Erst der Schritt zum Hochvakuum und damit der Möglichkeit durch freie Elektronen einen isolierenden Körper aufzuladen, ermöglicht die Erzeugung der in dieser Arbeit beschriebenen zweipoligen LICHTENBERGfiguren.

An die Stelle der positiven Raumladung tritt die negative Oberflächenladung, die in ihrem Aufbau vom Material abhängt und den Verlauf der Entladung steuert. Dadurch hat sich für diesen Druckbereich, die die LICHTENBERGfigur erzeugende Stoßentladung in eine stationäre Entladungsform umgewandelt, ohne die charakteristische feine Zeichnung zu verlieren. Dabei erlauben die Gelatineplatten in besonders kontrastreicher Form, auch ohne Bestäuben, den Verlauf der Entladungen in allen ihren Einzelheiten nachzuweisen.

Der Gesamtvorgang zeigt jetzt unmittelbar, daß die feinverastelten, in den negativen Raum hineingreifenden Teile kontinuierlich in die breiten, nach außen laufenden Bahnen der Entladungsfigur übergehen, der Entladungsmechanismus und damit der Stromtransport also in der ganzen Erscheinung in gleicher Weise erfolgen muß. Dieses Ergebnis läßt sich bei der bekannten LICHTENBERGfigur nicht direkt aus dem Erscheinungsbild ableiten, sondern kann dort erst aus den kurzen Aufbauzeiten von  $10^{-7}$  sec

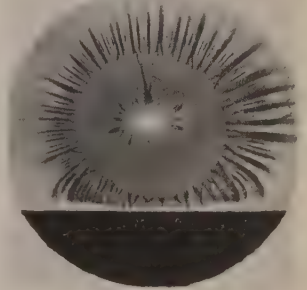


Abb. 13. Abbildung einer Kreisblende auf eine Gelatineplatte bei einem Druck von  $1 \cdot 10^{-3}$  mm Hg. Erde nicht symmetrisch zur bestrahlten Kreisscheibe angebracht.

(P. O. PEDERSEN [17]) für die positive und für die negative Figur geschlossen werden. Da positive Ionen dazu mindestens  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  sec benötigen würden und nur bei Elektronen so große Wanderungsgeschwindigkeiten möglich sind, müssen die Elektronen in beiden Fällen den Stromtransport durchführen und durch ihre Abwanderung das Feld aufbauen.

Die Ergebnisse lassen erwarten, daß das weitere Studium dieser stromschwachen Entladungen (in einem Ast fließen Ströme von  $10^{-9}$  bis  $10^{-10}$  Amp.) für die Untersuchung der feineren Züge der Entladungsvorgänge noch manchen Hinweis geben und unsere Kenntnis über das Verhalten von Isolatoren erweitern wird.

### Zusammenfassung.

1. Die Aufladung einer im Hochvakuum mit Elektronen beschossenen Isolatorplatte wird bis zu Elektronengeschwindigkeiten von 60 kV untersucht. Die Aufladespannung steigt in diesem Bereich linear mit dem Kathodenpotential an. Die ankommenden Elektronen werden zu einem Teil nach außen abgelenkt, so daß es zu einer Erweiterung des auf die isolierende Platte entworfenen Bildes einer Kreisblende kommt, zu einem anderen Teil werden sie bereits in dem vor der isolierenden Platte sich aufbauenden Feld zurückgeworfen. Die Größe des gespiegelten Stromes und



die Ausweitung des elektronenoptischen Bildes der Kreisblende nehmen mit fallendem Druck zu; bei gleichem Druck zeigen sich überraschenderweise die weniger gut isolierenden Stoffe (Gelatine, Glas) stärker wirksam als Quarz.

2. Die von der isolierenden Platte aufgenommenen Ladungen fließen zu einem Teil in stetig durchströmten leuchtenden Entladungsästen längs der Oberfläche ab. Innerhalb des unmittelbar beschossenen Bereiches treten im Lauf der Aufladung allmählich scharf begrenzte dunkle Bereiche auf. Vergleichende Versuche zwingen zu der Annahme, daß hier in Folge der wachsenden Aufladung nur noch wenige und langsam gewordene Elektronen aufgenommen werden, deren Energie zur Anregung von Fluoreszenz nicht mehr ausreicht.

3. Die den Strom abführenden Entladungsäste brennen stationär und setzen an statistisch verteilten Punkten innerhalb des aufgeladenen Bereiches ein, um sich nach außen hin in breiten Streifen zusammenzuschließen. Sie zeigen damit in einem Bild innen die Formen der positiven, außen die der negativen LICHTENBERGfigur. Bei diesen Bedingungen können also auch Entladungsformen in stationärem Fluß erhalten werden, die bis jetzt nur aus stoßartigen Vorgängen bekannt waren und die dort jeweils nur die einer Seite zukommenden Formen in vollkommener Ausbildung zeigen.

Zur Aufzeichnung dieser Erscheinung eignen sich besonders Gelatineplatten, sie werden an den Stellen; über denen sich die Gasentladung ausbildet, gegerbt.

4. In dem für eine selbständige Gasentladung geeigneten Druckbereich um einige  $10^{-3}$  Torr fließt ein weiterer Teil der von der Platte aufgenommenen Ladungen aus der Mitte des beschossenen Bereiches als

Elektronenstrahl ab; der von vorne beschossene Kreisbezirk arbeitet also dem Gas gegenüber wie eine kalte Metallkathode.

5. Die Entladung der aufgeladenen Bereiche kann mit einem schwach glühenden Draht erfolgen; er emittiert positive Ionen, die die negative Aufladung neutralisieren.

Dieses Verfahren kann mit gleichem Vorteil zur Entladung von Objekt und photographischer Platte in der Elektronenmikroskopie verwendet werden.

Herrn Professor Dr. W. KOSSEL, auf dessen Anregung die vorliegende Arbeit unternommen wurde, schulde ich besonderen Dank für seine wertvollen Ratschläge und für das stets fördernde Interesse, das er dem Fortgang der Arbeit entgegengebracht hat.

**Literatur.** [1] LICHTENBERG, G. CH.: *Super nova methodo motum ae naturam fluidi electrici investigandi* (1778 Göttingen). — [2] TOEPLER, M.: *Ann. d. Phys.* **66**, 1064 (1898); *Physik. Z.* **21**, 709 (1920). — [3] PRZIBRAM, K.: *Physik. Z.* **20**, 299 (1919); *Handbuch der Physik* Bd. 14: Die elektrischen Figuren. — [4] HIPPEL, A. VON und J. FRANCK: *Z. f. Physik* **57**, 696 (1929); HIPPEL, A. V.: *Erg. der ex. Naturwissenschaften* Bd. 14, (1935). — [5] KNOERZER, G. und W. KOSSEL: *Naturwiss.* **37**, 357 (1950). — [6] KNOERZER, G.: *Naturforsch.* **6a**, 511 (1951). — [7] HEISE, F.: *Optik* **9**, 139 (1953). — [8] MÖLLENSTEDT, G.: *Phys. Verhandl.* **2**, 84 (1951). — [9] KRAUTZ, E.: *Z. f. Phys.* **114**, 459 (1940); KNOLL, M.: *Z. f. Phys.* **116**, 396 (1940). — [10] BEY, H.: *Physik. Z.* **39**, 605 (1938). — [11] KOPP, CHR. und G. MÖLLENSTEDT: *Optik* **1**, 327 (1946). — [12] PRINZINGER, K.: *Koll. Z.* **41**, 46 (1927). — [13] ZINGERMANN, O.: *Journ. techn. Phys. (russ.)* **2**, 1812 (1939). — [14] TOLANSKY, S.: *Multiple-Beam Interferometry of Surfaces and Films*. Oxford 1948. — [15] STEWART, R. L.: *Phys. Rev.* **45**, 488 (1934); KÖNIG, H.: *Z. f. Phys.* **129**, 491 (1951). — [16] RAETHER, H.: *Erg. d. ex. Naturwissensch.* **22**, 73 (1949). — [17] PEDERSEN, P. O.: *Physik. Z.* **18**, 158 (1917).

Dr. GERHARD KNOERZER in Fa. Rich. Seifert u. Co.,  
Röntgenwerk, Hamburg.

## Berichte.

### Möglichkeiten und Grenzen der Bildverstärkung.

Von ECKHARD FENNER und OTTFRIED SCHOTT.

(Aus den Laboratorien der Siemens-Reiniger-Werke AG., Erlangen.)

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 9. Juli 1953.)

#### I. Einleitung, Begriffsbestimmung und Gründe für die Bildverstärkung.

Ein Bildverstärker transformiert ein Bild mit geringer Leuchtdichte (Eingangsbild) durch einen Verstärkungsvorgang in ein Bild höherer Leuchtdichte (Ausgangsbild). Unter „Bild“ soll jede flächenhafte Konfiguration von Leuchtdichten verstanden werden. Ausgeschlossen sind Anordnungen, bei denen zwischen Aufnahme des Eingangsbildes und Entstehen des Ausgangsbildes ein merklicher Zeitraum besteht. Der Anlaß für Überlegungen und Versuche zur Bildverstärkung sind die bekannten Mängel des Sehvermögens bei verringerter Leuchtdichte. Der Bildverstärker hebt die Leuchtdichte eines ungenügend hellen Bildes auf ein Helligkeitsniveau, das den von der Leuchtdichte abhängigen Funktionen des menschlichen Auges besser angepaßt ist. Das bei verringerter Leuchtdichte herabgesetzte Sehver-

mögen soll in Abb. 1<sup>a</sup> an der Abhängigkeit der Sehschärfe [1], der Unterschiedsempfindlichkeit [2], des Pupillendurchmessers [3] und der Wahrnehmungszeit [4] von der Leuchtdichte gezeigt werden. Die Unterschiedsempfindlichkeit ist in einem bestimmten Leuchtdichtebereich annähernd konstant (WEBERsches Gesetz). Nach dem WEBER-FECHNERSchen Gesetz ändert sich die Hellempfindlichkeit mit dem Logarithmus der Leuchtdichte. Bei kleinen Leuchtdichten ist zu beachten, daß nur bei ausgedehnten Objekten (Sehwinkel  $\geq 10^\circ$ ) die Leuchtdichte, dagegen bei kleinen Objekten (Sehwinkel  $< 20'$ ) der in das Auge eintretende Lichtstrom (RICCOSches Gesetz) für den Schwellwert der Hellempfindlichkeit maßgebend ist.

Eine Anwendung der Bildverstärkung erfolgt in den Fällen, in denen die Leuchtdichte des zu betrachtenden Bildes sich auf keine einfache Weise







geschwindigkeit des Auges ist die Quantennatur des Lichtes maßgebend [12, 13, 14]. Der Sehvorgang ist streng genommen ein Zählvorgang; denn ein Bereich der Netzhaut zählt gewissermaßen die ihm zugeführten Photonen und meldet sie als Lichteindruck entsprechender Größe im Gehirn.

Die Zahl der Photonen  $N$ , die ein Flächenelement eines Bildes, z. B. einen Bereich der Netzhaut oder einer photoempfindlichen Schicht, trifft und dort nutzbar absorbiert wird, ist mit einer statistischen Schwankung  $\Delta N$  behaftet, deren Mittelwert  $\sqrt{N}$  ist. Die Poissonsche Formel ist bei Licht anwendbar [15]. Die „Photonendichte“, d. h. die Anzahl der Photonen pro Flächen- und Zeiteinheit, ist andererseits der Leuchtdichte  $B$  des abgebildeten Flächenelementes proportional. Dadurch entspricht der statistischen Schwankung der Photonenzahl  $\Delta N$  auch eine scheinbare Leuchtdichteschwankung  $\Delta B$  und damit ein Schwellenkontrast  $C = \Delta B/B$ . Von zwei benachbarten Flächenelementen kann demnach ein Leuchtdichteunterschied nur wahrgenommen werden, wenn er innerhalb einer gewissen Zeit, der „Nutzzeit“, größer ist als die mittlere Schwankungen der absorbierten Photonen. Die statistischen Schwankungen verhindern also, daß kleinere Kontraste als der Schwellenkontrast wiedergegeben werden, da sie im „Rauschen“ untergehen.

Andererseits ist die Zahl der Photonen, die ein Flächenelement treffen, proportional der Größe des Flächenelementes  $h^2$  und der Bestrahlungszeit  $\tau$ . Die Zeit  $\tau$  läßt sich auch als Speicherzeit deuten, denn sie ist die Zeit, in der die Photonen zu einem Helligkeitsindruck addiert werden. Dies führt schließlich zu der Gleichung

$$B \cdot C^2 \cdot h^2 \cdot \tau \geq \text{const.} \quad (3)$$

Die Konstante charakterisiert u. a. die Optik, die für die Abbildung verwendet wird, also vor allem die wirksame Aufnahmeffäche der Optik (Pupille). Sie enthält ferner den Quantenwirkungsgrad der lichtempfindlichen Fläche, d. h. das Verhältnis der nutzbar absorbierten Photonen zu den auftreffenden Photonen, das „mechanische Lichtäquivalent“ sowie den Faktor  $k$ , auf den noch eingegangen wird.

Die Gl. (3) ist eine Grenzbeziehung und besagt, daß als Folge der statistischen Schwankungen der Photonenzahl zu jeder Leuchtdichte eine Wertegruppe von Schwellenkontrast ( $C$ ), Auflösung ( $h$ ) und Speicherzeit ( $\tau$ ) gehört, die nicht unterschritten werden kann. Man kann also bei einer gegebenen optischen Anordnung und Leuchtdichte z. B. nur kleinere Kontraste wahrnehmen, wenn sie zu größeren Flächenelementen gehören (Verzicht auf Auflösung), oder wenn man das Licht länger auf die lichtempfindliche Schicht wirken läßt (Verlängerung der Speicherzeit bzw. Verzicht auf die Wahrnehmbarkeit sich rasch ändernder Vorgänge).

Die Gl. (3) gilt in allgemeiner Form für alle denkbaren Bildaufnahmeanordnungen, also sowohl für das Auge wie auch für den photographischen Film, die Fernsehaufnahmekameras und alle Arten von Helligkeitsverstärkern. Die Speicherzeit  $\tau$  ist beim Auge 0,1...0,2 sec, beim photographischen Film gleich der jeweiligen Belichtungszeit und bei den Bildfängeröhren, soweit sie nach dem heutzutage üblichen Speicherprinzip arbeiten, gleich der Bildzeit. Der

Quantenwirkungsgrad liegt beim Auge wie bei den üblichen photoelektrischen Schichten (Ausbeute ca. 50  $\mu\text{A/lm}$ ) bei wenigen Prozent. Der Faktor gibt an, um ein Wievielfaches der durchschnittlichen statistisch bedingten Schwankungen sich die Leuchtdichte von Bildelement zu Bildelement ändern muß, damit der Leuchtdichteunterschied noch sicher erkannt wird. Er ist experimentell [12] zu ca. 5 bestimmt worden. Gegenüber einem Wert in der Nähe von 1, den man erwarten würde, besagt dies, daß der Praxis erst Kontraste erkannt werden können, wenn sie sich nennenswert aus dem statistischen „Rauschen“ herausheben.

Die Angaben über die Abhängigkeit von Kontrastempfindlichkeit, Auflösungsvermögen und Wahrnehmungsgeschwindigkeit des Auges bei verschiedenen Leuchtdichten bestätigen die Gl. (3) und damit die ihr zugrunde liegenden Annahmen. Es zeigt sich sogar [10], daß zwischen der Reizschwelle des Auges um  $10^3 \text{ asb}$  — also über 8 Größenordnungen der Leuchtdichte — die Kontrastempfindlichkeit hiernach ange nähert berechnet werden kann. Aus der Gl. (3) folgt ferner, daß ein Bildverstärker, gleich welcher Art, mit der gleichen wirksamen Öffnung und dem gleichen Quantenwirkungsgrad wie das Auge daher kein kontrastreicherer oder besser aufgelöstes Bild wiedergeben vermag als das Auge selbst. Würde ein solcher Bildverstärker trotzdem dem Auge ein wesentlich helleres Bild (Ausgangsbild) als das Original bieten können, so würde das Auge nur in der Lage sein, das „Rauschen“ im Bild zu erkennen, aber keinen Gewinn an Detailerkennbarkeit haben. Dies entspricht etwa der übermäßigen Vergrößerung in der Photographie. Wenn die Vergrößerung soweit getrieben wird, daß die im Bild enthaltene „Nachricht“ dem Auge voll zugänglich gemacht ist, so fördert eine weitere „leere“ Vergrößerung nur noch das Korn, aber keine weitere „Nachricht“ mehr zutage.

Die Zwischenschaltung eines Helligkeitsverstärkers zwischen den betrachteten Gegenstand und das Auge führt dann zu einem helleren Bild auf der Netzhaut, wenn die Öffnungszahl der Eingangsöffnung des Helligkeitsverstärkers eine bestimmte Grenze unterschreitet. Zahlenangaben siehe [16].

Bei der Helligkeitsverstärkung insbesondere lichtschwacher Bilder kommt es jedoch auf die Zahl der Photonen pro Bildelement (Bildpunkt) an, wenn eine bestimmte Kontrasttreue und Auflösung erreicht werden soll. Diese Zahl hängt von der wirksamen Aufnahmeffäche des Bildverstärkers ab. Ein Helligkeitsverstärker, der auch bei kleinsten Eingangsleuchtdichten eine große Detailerkennbarkeit vermitteln soll, muß also außer großem Öffnungsverhältnis noch eine große Eingangsfläche haben.

Bei dem Röntgendurchstrahlungsbild sind die nutzbar absorbierten Röntgenphotonen maßgebend. Diese haben etwa eine  $10^4$  mal so große Energie wie die Lichtphotonen. Wegen der geringen Absorption der Röntgenstrahlung im Leuchtschirm rechnet man mit ca.  $10^3$  Lichtphotonen pro einfallendes Röntgenquantum.

Bei einer Bildübertragung kommt es darauf an, die Stelle zu ermitteln, an der die niedrigste Photonenzahl einem Bildpunkt zugeordnet ist. Die statistischen Schwankungen derjenigen Stufe des Bildverstärkers, die die kleinste Photonenzahl pro Bildpunkt hat, bestimmen Auflösung und Kontrast der gesamten An-



nung. Bei der normalen Röntgendurchleuchtung ist dieser Engpaß der Photonenzahlen, die dem Bildpunkt zugeordnet sind, auf der Netzhaut des Beobachters [17]. Dies geht aus dem gestrichelten Linienzug in Abb. 2 [18] hervor. Die Qualität eines normalen medizinischen Durchleuchtungsbildes ist in bezug auf Kontrastreichtum und Auflösung durch die geringe Photonenzahl pro Bildpunkt im Auge bestimmt. Die Röntgendiagnostik muß sich bei der Durchleuchtung also z. Zt. mit einer mangelhaften Ausschöpfung der „Nachricht“ begnügen, die das Durchleuchtungsbild bietet. Wird dagegen durch einen Helligkeitsverstärker unter Beibehaltung der Röntgenphotonenzahl der Leuchtschirm dem Auge ein helleres, also größere Photonenzahlen enthaltendes Bild geboten, so läßt sich leicht erreichen, daß der Photonenengpaß im Röntgenleuchtschirm liegt (ausgezogene Kurve in Abbildung 2). Dann ist die Bildqualität durch diese Stelle bestimmt und kann durch weitere Steigerung in dem nachgeschalteten Bildverstärker nicht mehr verbessert werden.

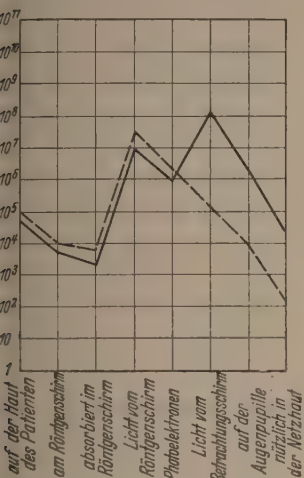


Abb. 2. Photonenzahl, die an verschiedenen Stellen bei der Lungendurchleuchtung wirksam ist, und zwar in einem Zahlenbündel, das einer Fläche von 1 mm<sup>2</sup> auf dem Röntgenschirm entspricht. Spannung an der Röntgenröhre 15 kV, Strom 2,5 mA, Abstand zwischen Röntgenbrennfleck und Schirm 70 cm. gestrichelte Linie: normale Durchleuchtung, bei der das Auge die Akkumulationszeit 0,1 sec hat.

II. ausgezogene Linie: Bei Benutzung eines Bildverstärkers, wobei die Akkumulationszeit des Auges etwas kleiner ist.

ber die in der Röntgendiagnostik sehr lästige Adaptationszeit des Beobachters vermindern bzw. überflüssig machen. Es besteht ferner die Möglichkeit, die Dosis, mit der der Patient während der Durchleuchtung belastet wird, zu senken. Die Dosisreduzierung bringt notwendigerweise eine Verminderung der Bildqualität mit sich. Ein Kompromiß zwischen Dosisreduzierung und Verminderung der Bildqualität ist für manche Anwendungszwecke günstig.

#### IV. Idealer Bildverstärker.

An den idealen Bildverstärker werden folgende Anforderungen gestellt:

1. Die Leuchtdichteverstärkung ist linear. Sättigung und Schwellenleuchtdichte im Ausgangsbild (Untergrundhelligkeit) sind nicht vorhanden. Die Wiedergabe erfolgt kontrastgetreu.
2. Die Energieverteilung im sichtbaren Spektralgebiet von Eingangs- und Ausgangsbild soll den gleichen Verlauf haben.
3. Quantenausbeute = 1. Alle einfallenden Photonen werden absorbiert und dem Verstärkungsvorgang nutzbar gemacht.

4. Ausschaltung von Linsenfehlern. Die im idealen Bildverstärker erfolgte Abbildung des Eingangsbildes in das Ausgangsbild soll durch optische und elektronenoptische Linsenfehler nicht beeinflußt werden.

Der ideale Bildverstärker soll eine Anordnung sein, die auf der Zählbarkeit der einfallenden Photonen beruht. Auf ihn sind die Betrachtungen über die durch statistische Schwankungen gesetzten Grenzen voll anwendbar. Er ist durch zwei Angaben zahlenmäßig bestimmt: durch die Photonendichte des Eingangsbildes und durch das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsleuchtdichte.

#### V. Technische Anordnungen für Bildverstärkung.

##### A. Übersicht über mögliche Anordnungen.

Für die Verstärkung der im Bilde vorhandenen Leuchtdichteverteilung sind verschiedene Anordnungen möglich.

a) Das zu verstärkende Bild wirkt direkt auf die Aufnahmeplatte des Bildverstärkers. Aus der Aufnahmeplatte werden proportional der Leuchtdichte jedes Bildpunktes Photoelektronen ausgelöst, die evtl. über weitere Stufen in ein verstärktes Ausgangsbild umgewandelt werden. Beispiele: Elektronenoptischer Bildwandler und Fernsehaufnahmerröhren.

b) Ein nicht leuchtendes Objekt wird durch ein Strahlenbündel kleinen Querschnitts Punkt für Punkt abgetastet oder durchstrahlt. Die pro Objektpunkt reflektierte oder durchgelassene Strahlung wird von einer Empfangsschicht zeitlich nacheinander absorbiert und in elektrische Impulse umgewandelt. Das Ausgangsbild wird punktweise zusammengesetzt.

##### B. Besprechung der einzelnen Verfahren.

a) Elektronenoptischer Bildwandler [19–23]. Der elektronenoptische Bildwandler besteht aus einer Vakuumröhre mit Kathode, elektronenoptischem Abbildungssystem und Leuchtschirm. Man erhält auf dem Bildwandler-Leuchtschirm, der durch die aus der Kathode ausgelösten Elektronen zur Lichtaussendung angeregt wird, ein umgekehrtes, seitenvertauschtes Bild der Kathode. Die Leuchtdichte  $B_B$  des Betrachtungsschirmes läßt sich nach der folgenden Gleichung abschätzen [24]:

$$B_B = E \cdot \frac{1}{M} \cdot \eta \cdot U \cdot v \cdot \alpha. \quad (4)$$

$E$  = Beleuchtungsstärke der Kathode;  $M$  = „mechanisches Lichtäquivalent“ ( $1,56 \cdot 10^{-3}$  W/lm);  $\eta$  = Wirkungsgrad des Leuchtschirmes bei Elektronenanregung (ca. 5%);  $U$  = Bildwandlerröhrenspannung (z. B. 20 kV);  $v$  = elektronenoptisches Abbildungsverhältnis

$$= \frac{\text{belichtete Kathodenfläche}}{\text{Fläche des Kathodenbildes auf dem Leuchtschirm}}$$

(z. B. 80);  $\alpha$  = Photostromausbeute der Kathode (ca.  $50 \mu\text{A/lm}$ ).

Die Leuchtdichte  $B_B$  des Betrachtungsschirmes kann aus zwei Gründen größer sein als die auf die Kathode wirkende:

Aus dem Leuchtschirm treten mehr Lichtquanten aus, als auf die Kathode fallen, wenn die Verluste in der Kathode und im Leuchtschirm durch die Energieerhöhung der Elektronen wettgemacht werden.

Der zweite Effekt ist die elektronenoptische Verkleinerung, welche die Stromdichte der Elektronen



auf dem Leuchtschirm erhöht. Um nach der Verkleinerung das Leuchtschirmbild wieder in der ursprünglichen Größe sehen zu können, betrachtet man es mit einer entsprechend vergrößernden Lupe. Die Lichtverstärkung durch Bildwandler hat verschiedene Grenzen. Der durch die kleinste zu verstärkende Leuchtdichte ausgelöste Elektronenstrom muß oberhalb des durch thermische und Feldemission bedingten Dunkelstromes liegen. Da ein einzelnes, mit 20 kV beschleunigtes Elektron aus dem Leuchtschirm einige 100 Lichtquanten auslösen kann, sieht ein gut adaptiertes Auge bereits die Wirkung einiger Elektronen des Dunkelstromes. Bei Dunkelströmen von  $10^{-10}$  bis  $10^{-12}$  A/cm<sup>2</sup> [21] und einer Strahlungsempfindlichkeit der Kathode von  $5 \cdot 10^{-5}$  A/lm müssen die kleinsten zu verstärkenden Leuchtdichten oberhalb von  $5 \cdot 10^{-2}$  bis  $5 \cdot 10^{-4}$  asb liegen. Das Verhältnis Dunkelstrom zu lichtelektrisch ausgelöstem Elektronenstrom kann auch schaltungstechnisch durch einen Impulsbetrieb beeinflusst werden [22].

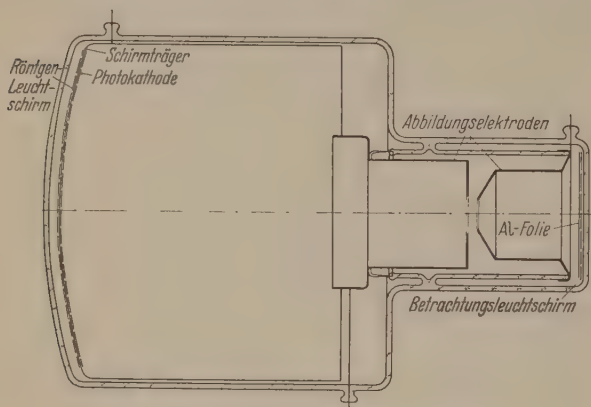


Abb. 3. Versuchsmuster eines Röntgenbildwandlers.

Weitere Grenzen betreffen die Maximalwerte der Strahlungsausbeute (ca.  $70 \mu\text{A/lm}$  für Sb-Cs-Kathoden), der Bildwandlerröhrenspannung (ca. 20 bis 30 kV), des Auflösungsvermögens von Leuchtschirm und Elektronenoptik (ca.  $10 \mu$ ) und des Nutzeffektes (ca. 0,05) des Leuchtschirmes. Die Fehler der Elektronenoptik begrenzen den Kathodendurchmesser und verlangen eine Krümmung der Kathodenfläche. Ausnutzbarer Kathodendurchmesser, elektronenoptische Verkleinerung, Felddurchmesser der Lupe und Lupenanordnung für einäugiges oder zweiäugiges Sehen lassen nur bestimmte Kombinationen dieser Größen zu. Eine Herabsetzung des wiedergegebenen Kontrastumfanges tritt ferner auf als Folge der optischen Rückkopplung von Schirm auf Kathode, der Selbstbelichtung (Licht, das in der durchlässigen Kathode nicht absorbiert wird und andere Teile der gewölbten Kathodenfläche trifft) und der Reflexion dieses Lichtes an Systemteilen auf die Kathode.

Der Bildwandler kann auf zwei Arten als Bildverstärker verwendet werden.

Das vom Bild ausgehende Licht wirkt als Kontaktkopie auf die Kathode des Bildwandlers, z. B. bei der Verstärkung des Fluoreszenzbildes eines Röntgenleuchtschirmes im Röntgenbildwandler [9, 18, 24, 25, 26, 27] (s. Abb. 3). Man erreicht bei  $v=1$  eine 10- bis 15-fache Verstärkung und bei einer 9-fachen Verkleinerung eine  $9^2=81$ mal höhere, also 800- bis 1200-fache Verstärkung [18]. Das Eingangsbild kann

dabei einen Durchmesser bis 135 mm haben. Die Vorteile dieser Anordnung zeigt anschaulich Abb. 2.

Bei der Kinematographie eines Schirmbildes ist die erreichbare Bildzahl begrenzt durch die zulässige Patientenbelastung mit Röntgenstrahlen und durch die Aufnahmefähigkeit der Röntgenröhrenanode für Wärme. Man erreicht für eine Serie Bildzahlen von 200...300 Bildern, die je nach den interessierenden Bewegungsvorgängen mit hoher Bildfrequenz ( $25 \text{ bis } 50 \text{ sec}^{-1}$ ) in wenigen Sekunden oder mit niedriger Bildfrequenz ( $1 \dots 4 \text{ sec}^{-1}$ ) in einem längeren Zeiteinsatz aufgenommen werden. Unter Verwendung eines Röntgenbildwandlers [28, 29] ist es möglich bei einer Bestrahlungsstärke des Patienten, die eine Aufnahmezeit von einigen Minuten zuläßt, Aufnahmeserien mit hoher Bildfrequenz aufzunehmen.

Das zu verstärkende Bild kann auch durch eine Optik auf die Empfangsschicht des Bildwandlers abgebildet werden. Der Verstärkungsfaktor dieser Anordnung sinkt, wenn für den Bildwandler die oben erwähnten Werte beibehalten werden, nach Gl. (1) bei einem Öffnungsverhältnis der Optik von 1:1 um den Faktor 16; d. h. für  $v=1$  ist keine Bildverstärkung vorhanden und bei  $v=9$  eine 50- bis 75-fache Bildverstärkung. Bei der Bildverstärkung großer Flächen, die bei beschränktem zulässigen Kathodendurchmesser optisch verkleinert abgebildet werden müssen, wird das Ausgangsbild durch das Auflösungsvermögen des Leuchtschirmes und der Elektronenoptik stark beeinflusst.

Die Verwendung eines Bildwandlers in einem optischen Instrument zur Verbesserung des Sehens in der Dämmerung wurde mehrfach vorgeschlagen. In einem lichtstarken Nachtglas fällt möglichst der ganz von der Eintrittsöffnung der Optik erfaßte Lichtstrom in das Auge. Die Eintrittsfläche (Kathode) des Bildwandlers befindet sich in derjenigen Ebene des optischen Instrumentes, in der ein reelles Bild des betrachteten Objektes entsteht. Das reelle Bild hat die Fläche  $F_1$  mit dem Lichtstrom  $\Phi_1$ . Auf dem Beobachtungsschirm des Bildwandlers hat das elektronenoptische Bild die Fläche  $F_2$ , aus dem der Lichtstrom  $\Phi_2$  austritt. Nach Gl. (1) und mit  $v = F_1/F_2$  erhält man

$$\Phi_2 = \Phi_1 \cdot \frac{1}{M} \cdot \eta \cdot U \cdot \alpha. \quad (5)$$

Das Verhältnis  $\Phi_2/\Phi_1$  ist also unabhängig von der elektronenoptischen Verkleinerung im Bildwandler und es lassen sich für dieses Verhältnis Werte von 1 bis 20 erreichen. Der verstärkte Lichtstrom  $\Phi_2$  tritt aus dem Leuchtschirm in die dem Beobachter zugewandte Halbkugel des Raumwinkels aus. Das Auge erfaßt von diesem Raumwinkel nur einen kleinen Bruchteil. Das Verhältnis des ausgenutzten Anteils zum gesamten austretenden Lichtstrom ist auch bei Verwendung eines guten Okulars kleiner als das Verhältnis  $\Phi_1/\Phi_2$ . Die Benutzung des Bildwandlers wirkt sich wie eine Steigerung der Vergrößerung über die Normalvergrößerung in einem optischen Instrument aus. Das Auge sieht kleinere Leuchtdichten.

Nur bei Verwendung eines Mikroobjektives mit Ölimmersion liegt das Verhältnis des ausgenutzten Anteiles zum gesamten austretenden Lichtstrom in der Größenordnung des Verhältnisses  $\Phi_1/\Phi_2$ . Eine merkliche Verbesserung der Detailerkennbarkeit ist



i Verwendung eines mehrstufigen Bildwandlers möglich. Doppelbildwandler sind bereits beschrieben [22]. Für den erwähnten Verwendungszweck sind Doppel- und Mehrfachbildwandler insofern günstig, eine elektronenoptische Verkleinerung zur Lichtstromsteigerung nicht notwendig ist. Die Verwendung von Doppel- und Mehrfachbildwandlern mit hoher elektronenoptischer Verkleinerung in jeder Stufe wird durch das Auflösungsvermögen der Leuchtschirme begrenzt.

b) Fernsehaufnahmeröhren. Es ist bekannt, daß bei einer Bildwiedergabe nach Art des Fernsehens keine Beschränkungen bestehen, die Bildhelligkeit zu sehr großen Werten zu steigern. Von den bekannten Bildfängerröhren [30...37] können für die Helligkeitsverstärkung nur die empfindlichsten verwendet werden.

Ein Vergleich der Empfindlichkeit des Auges mit den Eigenschaften verschiedener Bildfängerröhren und des photographischen Filmes [12] ist in Abb. 4 dargestellt. Um die verschiedenen Anordnungen sinnvoll vergleichen zu können, wurden einheitlich der gleiche Durchmesser der Optik, der gleiche Öffnungswinkel des Sehkegels und die gleiche Speicher- bzw. Belichtungszeit, die der des Auges (0,2 sec) entspricht, zugrunde gelegt.

Die Empfindlichkeit der modernen Bildfängerröhren ist seit dem Ikonoskop durch die Anwendung des Speicherprinzips bestimmt. Die den Bildpunkt treffenden Photonen werden über eine Bildperiode gespeichert und dann erst durch den Abtaststrahl dem Übertragungskanal zugeführt. Die Bildfängerröhre unterliegt außer den durch die Schwankung der Photonenzahl bedingten Beschränkungen noch einer Reihe anderer Grenzen. Es sind dies u. a. der Quantenwirkungsgrad der Photokathode, thermisches Rauschen der Photokathode, Rauschen des Strahlstromes, das Vervielfachers und des Verstärkereingangs. Ein Vergleich verschiedener Aufnahmeröhren [38] untereinander und mit einer Idealröhre (Quanticon) ergibt auch bei dem besten z. Zt. bekannten Bildorthikon noch einen beträchtlichen Abstand von der Idealröhre. Ein Nachteil der Bildfängerröhre bei ihrer Verwendung zur Röntgenschirmbildverstärkung ist die kleine Photokathode (Diagonale ca. 4 cm). Sie macht die Abbildung des Schirmes über eine Optik unbedingt notwendig, da nur Schirmbilder von mindestens Demeter-Größe von Interesse sind. Während der Röntgenbildwandler den gesamten im Leuchtschirm stehenden Lichtfluß ausnutzen kann, trifft die Eingangsfläche der Bildfängerröhre nur der durch die Optik erfaßte Teil. Es kommt also nur eine Optik mit möglichst großem Öffnungsverhältnis in Frage.

Während eine eingehende Darstellung aus dem Jahre 1940 [6] noch nachwies, daß die damaligen Bildfängerröhren zur Röntgenbildverstärkung nicht ausreichten, wird jetzt gezeigt [30], daß mit der in Abb. 5 dargestellten Anordnung die Projektion des Schirmbildes auf eine Bildwand unter Ausnutzung der modernsten Mittel der Optik und Fernsehtechnik schon gelingt. Bei einer Durchleuchtung wird eine Leuchtdichtesteigerung um 300...3000 erzielt. Auflösung und Kontrast entsprechen dem üblichen Durchleuchtungsbild. Als Vorteile der Anlage werden gezählt:

1. Das erfaßbare Bildformat hat die in der Röntgentechnik übliche Größe.

2. Es ist möglich, den Kontrast zu steigern (siehe unten).

3. Es besteht die Möglichkeit, längere Röntgenkinoaufnahmen von dem Bildrohr aus aufzunehmen als bei der Röntgenkinematographie ohne Bildverstärkung.

4. Das verstärkte Bild kann ohne Adaptation von einer größeren Anzahl von Beobachtern betrachtet werden, was für die medizinische Ausbildung von Interesse ist.

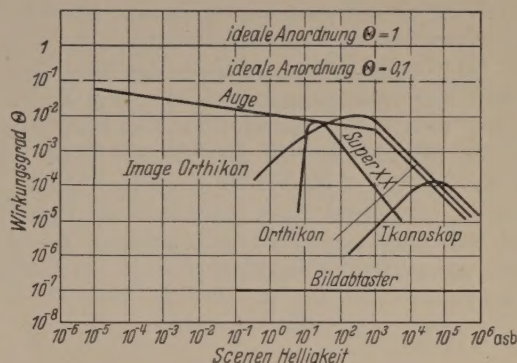


Abb. 4. Photonen-Wirkungsgradkurven verschiedener Bild-Aufnahmeanordnungen nach ROSE [12].

5. Das Bild kann — falls erforderlich — fernübertragen werden, z. B. zur Konsultierung eines auswärtigen Spezialisten.

Demgegenüber hat die Anlage im Vergleich mit dem Bildwandler einen beträchtlich größeren Aufwand.

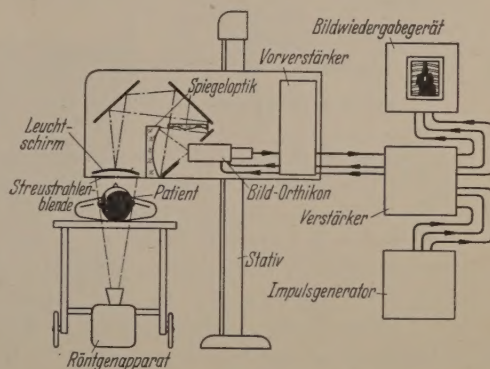


Abb. 5. Schema einer Fernsehaufnahmanlage als Bildverstärker nach MORGAN [30].

Die Verwendung einer Optik zwischen Leuchtschirm und Bildfängerröhre ist notwendigerweise mit einem Lichtverlust verbunden. Es ist daher vorgeschlagen worden [40], eine Halbleiterschicht (CdS) mit einem Röntgenleuchtschirm zu versehen und im Vakuum von einem Strahl langsamer Elektronen abtasten zu lassen. Es wird angegeben, daß für die Wiedergabe eines Bildes mit gutem Kontrast eine Beleuchtungsstärke von 10 lx notwendig ist.

c) Abtastverfahren. In Anlehnung an die Entwicklung der Fernsehaufnahmeverfahren sind für die Bildverstärkung des Röntgenleuchtschirmes verschiedene Vorschläge gemacht worden, bei denen ein kontinuierliches Eingangsbild nicht vorhanden ist, sondern bei denen das Ausgangsbild nach Abtastung des Objektes mit einem feinen Röntgenstrahl mit Mitteln der Fernsehtechnik zusammengesetzt wird. Diese Ver-



fahren arbeiten nach folgendem Prinzip. Ein durch eine Nipkow-Scheibe ausgeblendeter Röntgenstrahl durchstrahlt das Objekt und tastet bei einer Umdrehung der Scheibe das ganze Objekt ab. Ein Röntgen-Indikator, z.B. eine großflächige Ionisationskammer, verwandelt die hinter dem Objekt vorhandene Intensität in elektrische Impulse, deren Größe von der Schwächung des Abtaststrahles an der jeweiligen Stelle des Objektes abhängt. Nach Verstärkung wird das Impulsgemisch (Videogemisch) dem Bildrohr zugeführt. Gegebenenfalls wird zur Kontrastverstärkung (s. u.) noch ein Verzerrer in den Bildkanal eingeschaltet. Das 1928 veröffentlichte „Radio-phot“ [41] benutzte noch an Stelle des Bildrohres eine von der Videospannung gesteuerte Kerr-Zelle. Ein von der Kerr-Zelle beeinflusster Lichtstrahl wurde über eine Nipkow-Scheibe geleitet und baute so das Ausgangsbild auf. Eine 1949 erstellte Anlage [42], die genau nach dem oben beschriebenen Prinzip arbeitet, soll die Tageslichtdurchleuchtung bei chirurgischen Eingriffen (Knochenanagelung, Splittersuche) ermöglichen.

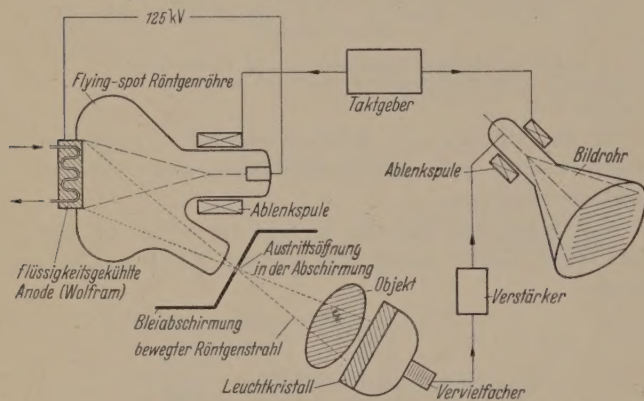


Abb. 6. Abtastverfahren von MOON.

Zur Erzeugung eines feinen Röntgenabtaststrahles kann auch eine Röntgenröhre benutzt werden [8, 43] (vgl. Abb. 6), deren Anode eine flüssigkeitsgekühlte Wolfram-Fläche ist, auf der ein Elektronenstrahl, wie beim Fernsehen üblich, zeilenförmig über die ganze Fläche bewegt wird (flying spot). Es entsteht dadurch ein bewegter Brennfleck. Durch ein feines Loch in einer Bleiabschirmung der Röhre tritt ein den Brennfleckbewegungen folgender feiner Röntgenstrahl aus, der das Objekt durchdringt. Hinter dem Objekt wird der Strahl in einem großflächigen Einkristall (Calcium-Fluorid) in Licht umgesetzt, das über einen Vervielfacher das Video-Gemisch erzeugt und schließlich über einen Verstärker auf dem Bildrohr zum Ausgangsbild führt. Die flying-spot-Röntgenröhre wird jedoch mit hoher Röhrenspannung (125 kV) und einem Strahlstrom von 100 mA betrieben.

Das Abtastverfahren verwendet nicht den Vorteil der „Speicherung“. Es müssen also in dem kurzen Zeitintervall, in dem der Abtaststrahl einen Bildpunkt der Schirmenebene überstreicht, diesem so viele Photonen zugeführt werden, daß die statistischen Schwankungen der Photonenzahl genügend klein sind. Dieses Zeitintervall (Bildzeit : Bildpunktzahl) ist um so kürzer, eine je höhere Auflösung verlangt wird. Demgegenüber stand bei den vorher behandelten Fernsehverfahren zum Sammeln der Photonen auf jedem Bildpunkt die ganze Bildzeit zur Verfügung.

Ein Vorteil des Abtastverfahrens ist dagegen, daß die Dosis, mit der der Patient belastet wird, infolge des ausgeblendeten Abtaststrahles sehr gering ist. Ferner ist durch den feinen Strahl eine Verschleierung durch Streustrahlung so gut wie ganz vermieden. In dem Objekt erzeugte Streustrahlung längs des Abtaststrahles wirkt nicht verschlechternd auf das Bild, sondern trägt in dem Röntgen-Indikator zum Ausgangsimpuls bei.

d) Kontrastverstärkung und Bildspeicherung. Die Entnehmbarkeit der im Bild enthaltenen Nachrichten über den Gewinn, der durch Helligkeitssteigerung bereits erzielt ist, durch die Kontrastverstärkung zusätzlich gesteigert werden [42, 39].

Durch Einführung nichtlinearer Glieder in den elektrischen Verstärkungsweg läßt sich im Ausgangsbild ein höherer Kontrast als im Eingangsbild erreichen. Durch elektrische Differenzierung des Videogemisches können Konturen besonders hervorgehoben werden.

Die Bildverstärkung des Röntgenleuchtschirms wird — wie oben ausgeführt — vielfach dadurch eingeschränkt, daß zu wenig Röntgenphotonen für ein kontrastreiches und genügend aufgelöstes Bild in der Schirmenebene zur Verfügung stehen. Es ist vorgeschlagen worden [43], dieser Schwierigkeit durch Zwischenschaltung einer Bildspeicherröhre [44, 45, 46] zu begegnen. Dadurch wird die Speicherzeit und damit die Photonenzahl pro Bildpunkt erhöht; allerdings muß auf die lückenlose Darstellung bewegter Vorgänge verzichtet werden.

## VI. Vergleich der Verfahren.

### Der heutige Stand der Bildverstärkung.

Aus der Darstellung der beschriebenen Verfahren kann man für den heutigen Stand der Bildverstärkung folgende Schlüsse ziehen:

1. Vergleicht man die kleinste, wahrnehmbare Lichtenergie auf der Eingangsfläche eines Bildverstärkers mit der kleinsten Lichtenergie auf der Pupille des menschlichen Auges, so wird der Schwellenwert des Auges (ca.  $17 \cdot 10^{-17}$  Wsec) von keiner technischen Anordnung erreicht.

2. Bei kleineren Leuchtdichten als 10 asb beschränken die physiologischen Eigenschaften des Auges die Detailerkennbarkeit eines Bildes. In dem Bereich oberhalb  $10^{-3}$  asb ist eine Leuchtdichtensteigerung und damit eine Verbesserung der Erkennbarkeit vorhandener Bilddetails durch Benutzung eines Bildwandlers durchführbar.

3. Eine beliebig hohe Leuchtdichtesteigerung eines Bildes, besonders zur Vorführung vor einem größeren Personenkreis, bieten mehrstufige Bildverstärker, z.B. Fernsehaufnahmeverfahren. Jedoch liegt die kleinste zu verstärkende Leuchtdichte bei ca. 1 asb. Eine Steigerung der Detailerkennbarkeit ist bei diesem Verfahren möglich durch Kontrastverstärkung.

4. Bildwandler, Fernsehaufnahmegeräte und Abtastverfahren sind bei Beachtung ihrer Grenzen heute bereits für Zwecke der Bildverstärkung verwendbar. Mit der Einführung der Bildverstärker zur Leuchtdichtesteigerung des medizinischen Röntgenleuchtschirmbildes wird z.Zt. begonnen. Diese Anwendungen von Bildverstärkern sind durch die besonders häufig in zahllosen Fällen festgestellte Notwendigkeit bedingt. Es ist damit zu rechnen, daß die Verfahren



Bildverstärkung auch für andere Fälle Anwendung  
den.

**Literatur.** [1] SIEDENTOPF, H., E. J. MEYER u. J. WEMPE: f. Instrumk. **61**, 372 (1941). — [2] Handbuch der Physik, f. XIX, Berlin 1928. — [3] DE GROOT, S. G. u. J. W. GEB-  
RD: J. Opt. Soc. Amer. **42**, 492 (1952). — [4] ZIMMERMANN,  
F.: Dissertation, Karlsruhe 1936. — [5] GLOCKER, R.:  
ntgen- und Radiumphysik für Mediziner. Stuttgart 1949.  
[6] LORENZ, H.: Jahrb. d. elektr. Fernmeldewesens **4**, 373  
1940). — [7] VRIJ, M. P.: Electronica **5**, 74 (1952). —  
MOON, R. J.: Science **112**, 389 (1950). — [9] COLTMAN,  
W.: Radiology **51**, 359 (1948). — [10] BAUMGARDT, E.:  
turwiss. **39**, 388 (1952). — [11] BARNES, R. B. u. M. CZERNY:  
Physik **79**, 436 (1933). — [12] ROSE, A.: Advances in Elec-  
tronics **1**, 131 (1948). — [13] ROSE, A.: J. Opt. Soc. Amer.  
**39**, 196 (1948). — [14] MORTON, G. A., J. E. RUEDY u. G. L.  
RIEGER: RCA-Rev. **9**, 419 (1948). — [15] WILSON, R.: Rev.  
i. Instrum. **23**, 217 (1952). — [16] HANSEN, G.: Optik **1**,  
5 (1948). — [17] STURM, R. E. u. R. H. MORGAN: Amer. J.  
entgenol. **62**, 617 (1949). — [18] TEVES, M. C. u. T. TOL:  
ilips' Techn. Rdsch. **14**, 37 (1952). — [19] HOLST, G.,  
H. DE BOER, M. C. TEVES u. C. F. VEENEMANN: Physica  
197 (1934). — [20] SCHAFFERNICHT, W.: Z. techn. Phys.  
596 (1936). — [21] SCHAFFERNICHT, W. u. E. STEUDEL:  
hrb. AEG **5**, 41 (1936/7). — [22] SCHAFFERNICHT, W.:  
sturf. u. Med. i. Deutschd. **15**, 79 (1947). — [23] SCHAFFER-  
NIGHT, W.: Phys. Bl. **4**, 4 (1948). — [24] FENNER, E., K. GAB-

BERT u. TH. ZIMMER: Fortschr. Röntgenstr. **77**, 459 (1952). —  
[25] LUSBY, W. S.: Electr. Eng. **70**, 292 (1951). — [26] ZIM-  
MER, TH.: Fortschr. Röntgenstr. **76**, 25 (1952) (Beiheft). —  
[27] TEVES, M. C., T. TOL u. W. J. OOSTERKAMP: Fortschr.  
Röntgenstr. **76**, 26 (1952) (Beiheft). — [28] JANKER, R.:  
Fortschr. Röntgenstr. **77**, 8 (1952) (Beiheft). — [29] FRAN-  
KE, H.: Röntgenbl. **5**, 179 (1952). — [30] KAROLUS, A.: Z.  
angew. Phys. **4**, 71 (1952). — [31] FARNSWORTH, P. T.:  
J. Frankl. Inst. **218**, 411 (1934). — [32] LARSON, C. C. u.  
B. C. GARDENER: Electronics **12**, 24 (1939). — [33] ZWORY-  
KIN, V. K., G. A. MORTON u. L. E. FLORY: Proc. I. R. E. **25**,  
1071 (1937). — [34] JAMS, H. A., G. A. MORTON u. V. K.  
ZWORYKIN: Proc. I. R. E. **27**, 541 (1939). — [35] ROSE, A.  
u. H. A. JAMS: RCA Rev. **4**, 186 (1939). — [36] ROSE, A.,  
P. K. WEIMER u. H. B. LAW: Proc. I. R. E. **34**, 424 (1946). —  
[37] WEIMER, P. K., S. V. FORGUE u. R. R. GOODRICH: Elec-  
tronics **23**, 70 (1950). — [38] BEDFORD, L. H.: Wirel. Eng.  
**28**, 4 (1951). — [39] MORGAN, R. H. u. R. E. STURM: Radio-  
logy **57**, 556 (1951). — [40] LALLEMAND, A.: J. de Radiologie  
**32**, 779 (1951). — [41] DAUVILLIER, A.: Fortschr. Röntgenstr.  
**40**, 638 (1929). — [42] NELL, W. u. S. HELLER: Der Chirurg  
**22**, 118 (1951). — [43] HODGES, P. C. u. L. S. SKAGGS: Amer.  
J. Roentgenol. **66**, 705 (1951). — [44] PENSACK, L.: RCA Rev.  
**10**, 59 (1949). — [45] KNOELL, M. u. J. RANDMER: Arch. elektr.  
Übertr. **4**, 238 (1950). — [46] HERGENROTHER, R. C. u. B. C.  
GARDENER: Proc. I. R. E. **38**, 740 (1950).

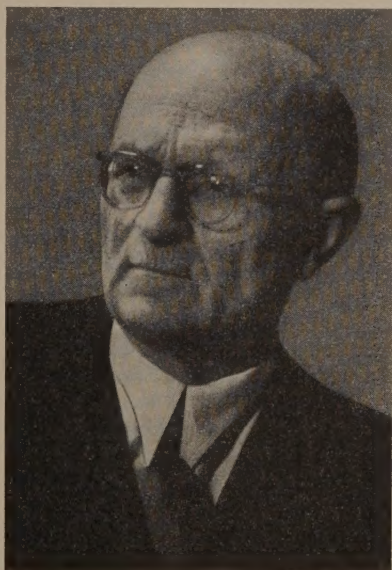
Dr. ECKHARD FENNER und Dipl.-Ing. OTTFRIED SCHOTT  
Siemens-Reiniger-Werke Erlangen.

## 2 Physiker-Jubiläen.

Carl Ramsauer 75 Jahre, Hans Busch 70 Jahre.

RAMSAUER allen bekannt durch den „RAMSAUER-  
effekt“, feiert am 6. Februar 1954 seinen 75. Geburts-  
tag. Bereits 1921 fand RAMSAUER rein experimentell  
die große Durchlässigkeit der Edel-  
gasatome gegenüber langsamen Elek-  
tronen und damit den ersten Hin-  
weis auf die Wellennatur des Elek-  
trons. In den anschließenden Jahren  
hat er mit seiner Schule diesen Ef-  
fekt mit beispielhafter Sorgfalt und  
Gründlichkeit experimentell unter-  
sucht. — Als Pädagoge und Leiter der  
Hochschul-Institute der TH Danzig  
1921—1928) und der TU Berlin  
1945—1952) verstand er es, durch  
seine hervorragende Vorlesung, durch  
seine klaren Dispositionen, durch  
seine Unterstützung der freien Ent-  
wicklung junger Kräfte und durch  
seinen Einsatz für sein Institut das  
Ansehen der Physik als Fach an der  
Hochschule und das Ansehen der  
Hochschule nach außen zu fördern. —  
Als langjähriger Leiter eines For-  
schungsinstitutes der Industrie (1928  
bis 1945) und Berater eines großen  
elektrotechnischen Unternehmens (AEG) hat RAMS-  
AUER in verständnisvoller Zusammenarbeit mit den  
ehemaligen Generaldirektoren die Wissenschaftspflege  
innerhalb der Firma gefördert und durch Hebung des

wissenschaftlichen Niveaus das Ansehen der Firma ent-  
scheidend beeinflußt. — In der Frage der allgemeinen  
Vertretung der Physiker ist RAMSAUER als letzter



Phot. Stoll, Berlin.

Vorsitzender der alten Deutschen  
Physikalischen Gesellschaft dem  
Minister für Wissenschaft und  
Erziehung kompromißlos entgegen-  
getreten und hat sich auch nach  
1945 für seine „feste Überzeu-  
gung eingesetzt, daß die deutsche  
Zukunft in Wissenschaft, Technik  
und Wirtschaft nicht zum wenig-  
sten durch die Entwicklung der  
deutschen Physik bestimmt wird,  
und daß daher die Physik ein  
Zukunftsfaktor ersten Ranges für  
Deutschland bedeutet“.

In den letzten fünf Jahren wur-  
de RAMSAUER von der TH Karls-  
ruhe mit der Würde eines Dr.-Ing.  
e. h. und vom Verband Deutscher  
Physikalischer Gesellschaften durch  
Verleihung der Ehrenmitgliedschaft  
ausgezeichnet. Als seltene Ehrung  
aber wird ihm am 6. 2. 54 Heft 245  
von OSTWALDS Klassikern, das seine  
klassisch gewordenen Wirkungsquerschnitts-Arbeiten  
enthält, überreicht.

Möge es ein gütiges Geschick ermöglichen, daß  
RAMSAUER noch recht lange seine großen wissenschaft-  
lichen und organisatorischen Erfahrungen in den  
Dienst der Physik stellen kann. ERNST BRÜCHE.

<sup>1</sup> Zum 70. Geburtstag vgl. ZENNECK, J.: Optik. **4**, 474  
(1948).



Am 21. 2. 1954 tritt HANS BUSCH, der „Vater der Elektronenoptik“ ins 8. Jahrzehnt seines Lebens.

HANS BUSCH wurde in Jüchen, Krs. Grevenbroich (Rhld.) geboren. Er besuchte das humanistische Gymnasium zu Mönchen-Gladbach. Nach einjähriger Militärdienstzeit, die er in Straßburg ableistete, studierte er von 1905 bis 1910 Physik, zunächst in Berlin, dann in Göttingen. Dort war er auch bis 1913 als Assistent am Institut für angewandte Elektrizität tätig. 1911 promovierte er zum Dr. phil. mit einer Arbeit über „Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik“, die in musterhafter Klarheit für den damaligen Stand der Erkenntnis schwierige Probleme behandelt. Im Anschluß an seine Assistentenzeit war er im ersten Weltkrieg an der „Radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer“ zu Göttingen als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter tätig. 1920 habilitierte er sich an der dortigen Universität mit der Schrift „Über die Erwärmung von Drähten in verdünnten Gasen durch den elektrischen Strom“ und erhielt die *venia legendi* für reine und angewandte Physik. Im gleichen Jahr ging er nach Jena, wo er 1922 zum a. o. Professor am Physikalischen Institut der Universität ernannt wurde. 1927 übernahm er als Prokurist bei der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft die Technische Leitung der Fernmeldekabelfabrik; 1930 folgte er schließlich einem Ruf an die Technische



Hochschule Darmstadt als o. Professor für Fernmeldetechnik. Hier entstand nach seinen Plänen das moderne Institut für Fernmeldetechnik, das unter mancherlei Schwierigkeiten erbaut, 1934 seiner Bestimmung übergeben wurde.

In Jena führte BUSCH bei der  $e/m$ -Bestimmung im longitudinalen Magnetfeld zum erstenmal die Bildung aus. Seine klassische Arbeit über die Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen in axialsymmetrisch elektromagnetischen Feld kann man wohl als die Grundlage der modernen Elektronenoptik bezeichnen, was auch von der deutschen Gesellschaft für Elektronenmikroskopie durch die Ernennung zum ersten Ehrenmitglied der neu gegründeten Gesellschaft gewürdigt wurde. Merkwürdigerweise fanden diese bahnbrechenden Arbeiten (und auch seine erfolgreiche Lehrtätigkeit in Wissenschaftskreisen zunächst nicht die gebührende Anerkennung, so daß BUSCH sich prak-

tischeren Dingen, der Fernmeldetechnik, zuwandte. deren wissenschaftliche Grundlagen er schon lang bearbeitet hatte.

Auch von BUSCH, dessen freundliches, liebenswürdiges Wesen seine Mitarbeit besonders wertvoll macht, hat die angewandte Physik noch viel zu erwarten, mögen ihm nach seiner Befreiung von der Bürde des Lehramts noch viele Jahre fruchtbarer Tätigkeit beschieden sein!

GEORG JOOS.

## Buchbesprechungen.

Richter, H.: Aufgaben aus der Technischen Thermodynamik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. 122 S., 55 Abb. u. 35 Zahlentafeln. DM 9.—.

Die technische Thermodynamik stellt für den Ingenieur wie für den Physiker ein schwieriges Gebiet dar. Einerseits vermag der meist stark visuell veranlagte Ingenieur mit den abstrakten Begriffen der Thermodynamik häufig keine klare Vorstellung zu verbinden, andererseits sind dem Physiker technisches Maßsystem und Gedankengut weniger vertraut, außerdem liegt die Thermodynamik etwas abseits der heute mit besonderer Intensität vorangetriebenen Forschungsgebiete. Es ist deshalb ein nützliches Unterfangen, beiden durch zahlreiche geschickt ausgewählte und oft recht reizvolle Aufgaben, deren Lösung ausführlich dargelegt wird, die nötige Sicherheit in diesem praktisch so wichtigen Gebiet zu vermitteln. Behandelt wird unter anderem: Das ideale Gas, Gasmischungen, technische Arbeitsfähigkeit, Kreisprozesse, offene Prozesse, Dampf und Kälteprozesse, feuchte Luft und Verbrennungsvorgänge. Wärmeübergang, Strömung und Vergasung ist einer späteren Schrift vorbehalten. Für eine neue Auflage wäre außer der Beseitigung von ein paar kleinen Ungenauigkeiten auch klarer zwischen kg-Masse und kg-Gewicht zu unterscheiden. Trotzdem wird jeder, der die Aufgaben durchgearbeitet, daraus großen Gewinn ziehen, so daß das Buch gerne empfohlen werden kann. Druck und Ausstattung sind vorzüglich.

P. GRASSMANN.

Matz, W.: Aufgabensammlung zur Thermodynamik der Wärme- und Stoffaustausches in der Verfahrenstechnik. Darmstadt: Steinkopff 1953. XII, 138 S. u. 29 Abb. Brosch. DM 16.—, geb. DM 18.—.

Wer häufiger Berechnungen verfahrenstechnischer Art durchgeführt hat, weiß wie schwierig es ist, die in der Lehrbuch vom Wärme- und Stoffaustausch behandelten Grundlagen auf praktische Fälle anzuwenden. Es ist daher zu begrüßen, daß der Verfasser es unternommen hat, in Ergänzung zu seinem Lehrbuch eine Aufgabensammlung zu veröffentlichen, in der an hundert Beispielen die Anwendung der Theorie gezeigt wird. Der Stoff ist ebenso gegliedert wie im Lehrbuch. Zunächst werden die thermodynamischen Grundbegriffe und die für das Gleichgewicht maßgebenden thermodynamischen Potentiale an Beispielen behandelt. Besonders ausführlich geht der Verfasser auf die Ähnlichkeitstheorie ein. Weiter zahlreiche Beispiele sind den Verfahren der Stofftrennung gewidmet, unter denen Verdampfung, Destillation, Rectifikation, Adsorption, Absorption und Extraktion genannt seien. Es wird dabei nicht nur gezeigt, wie man die Apparate berechnet, sondern auch, worin die Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren bestehen. Wer über ausreichend Kenntnisse der Grundlagen des behandelten Stoffgebietes verfügt, wird vom Studium des vorliegenden Buches großen Nutzen haben und daraus viele wertvolle Anregungen für seine Arbeit entnehmen.

E. A. Rische.